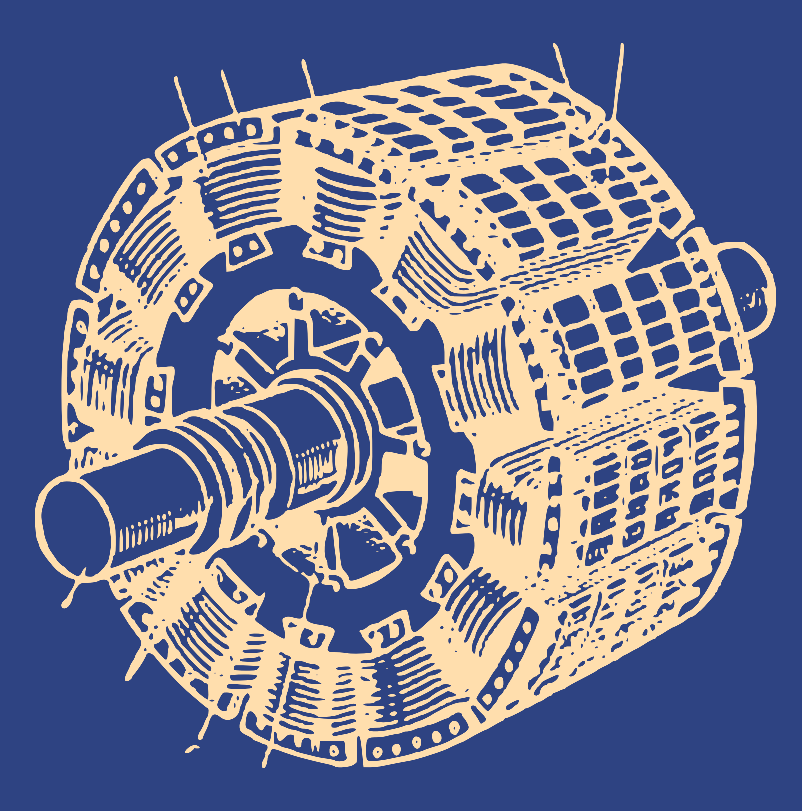
A. Ivanov-Smolenski

MACHINES ÉLECTRIQUES

Volume 2



Éditions Mir Moscou

А. ИВАНОВ-СМОЛЕНСКИЙ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЭНЕРГИЯ»
МОСКВА

A. IVANOV-SMOLENSKI

MACHINES ÉLECTRIQUES

Volume II

ÉDITIONS MIR · MOSCOU

Traduit du russe
par V. KOLIMÉEV

На французском языке

CINQUIÈME PARTIE

MACHINES SYNCHRONES

CHAPITRE 51

GÉNÉRALITÉS SUR LES MACHINES SYNCHRONES

§ 51-1. Objet et domaines d'emploi des machines synchrones

On appelle machine synchrone une machine électrique à courant alternatif à deux enroulements dont l'un est connecté à un réseau de pulsation fixe ω_1, *et l'autre est excité par un courant continu* ($\omega_2 = 0$) [1].

Les plus répandues sont des machines synchrones comportant un enroulement hétéropolaire à p périodes au stator (chap. 22) et un enroulement d'excitation hétéropolaire à p périodes au rotor (fig. 51-1, *a*).

Les machines de cette forme d'exécution sont appelées tout simplement « machines synchrones », alors que les machines synchrones d'autres formes d'exécution sont rangées dans la catégorie de « machines synchrones spéciales ».

Les machines synchrones de petite puissance (de 2 à 5 kW) sont parfois réalisées en exécution inverse, c'est-à-dire à enroulement d'excitation au stator et à enroulement triphasé au rotor (fig. 51-1, *b*).

Au point de vue électromagnétique les deux exécutions sont équivalentes, mais l'exécution principale (fig. 51-1, *a*) est préférable pour les grandes machines synchrones parce que vu le contact frottant par lequel n'est amenée que la puissance d'excitation constituant 0,3 à 2 % de puissance à transformer et non pas la totalité de la puissance comme dans l'exécution inversée.

N o t e. L'enroulement triphasé à courant alternatif des machines synchrones est parfois appelé enroulement d'induit. Respectivement, la partie de la machine qui porte l'enroulement d'induit s'appelle induit tandis que la partie de la machine qui porte l'enroulement d'excitation s'appelle inducteur. Dans l'exécution principale, le stator est l'induit et le rotor est l'inducteur, dans l'exécution inversée le stator est l'inducteur et le rotor est l'induit.

---

[1]) Dans un sens plus large, par machine synchrone on entend une machine à courant alternatif à deux enroulements qui sont alimentés depuis des réseaux de pulsations fixes ω_1 et ω_2 (v. § 21-2).

Dans les micromachines synchrones, le champ d'excitation est souvent obtenu à l'aide d'aimants permanents.

Les machines synchrones sont largement utilisées dans l'industrie. Leur domaine d'emploi principal est la transformation de l'énergie mécanique en énergie électrique. La plus grande partie de l'énergie électrique consommée tant dans l'économie nationale que dans la vie courante est produite à l'aide de *turbo-alternateurs* et d'*alter-*

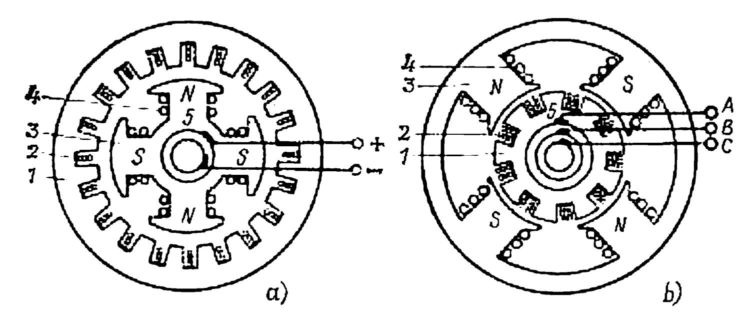


Fig. 51-1. Exécutions possibles d'une machine synchrone : principale (*a*) et inversée (*b*) :

1, armature magnétique de l'induit; *2*, enroulement d'induit triphasé ; *3*, armature magnétique de l'inducteur ; *4*, enroulement d'excitation ; *5*, dispositif de prise de courant.

nateurs hydrauliques synchrones triphasés. Les premiers sont entraînés par turbines à vapeur ou à gaz et les seconds sont à commande par turbines hydrauliques.

Les alternateurs synchrones actionnés par d'autres types de machines motrices (diesels, moteurs à combustion interne, machines à vapeur à piston, etc.) sont construits pour une petite puissance et destinés à alimenter des récepteurs indépendants.

Les machines synchrones sont également utilisées *comme moteurs* surtout dans des grosses installations (entraînement de compresseurs à piston, de souffleries, de pompes hydrauliques), car, à la différence des moteurs asynchrones qui absorbent de l'énergie réactive, ils sont capables de produire cette énergie. Les micromoteurs synchrones (surtout ceux à aimants permanents) sont eux aussi largement utilisés.

Dans le cas général, les machines synchrones sont conçues et réalisées de façon qu'elles puissent produire une puissance réactive approximativement égale à la puissance active (respectivement près de 0,6 et près de 0,8 de puissance apparente). Dans certains cas il est avantageux d'installer, près de gros centres industriels, des machines synchrones destinées à la production exclusive de l'énergie réactive. De telles machines synchrones portent le nom de *compensateurs synchrones*.

D'après la norme soviétique générale concernant les machines électriques (GOST 183-74) ainsi que d'après les normes relatives aux turbo-alternateurs (GOST 533-68), aux alternateurs hydrauliques

(GOST 5616-72) et aux compensateurs synchrones (GOST 609-75) la plaque signalétique d'une machine synchrone doit comporter:

a) la puissance nominale (pour les alternateurs et les compensateurs synchrones, la puissance électrique apparente en kVA, pour les moteurs la puissance mécanique sur l'arbre en kW);

b) le facteur de puissance nominal (à surexcitation);

c) le rendement nominal (seulement pour les moteurs);

d) le couplage des phases de l'enroulement statorique;

e) la tension composée nominale de l'enroulement d'induit (du stator) en volts;

f) la vitesse de rotation nominale en tr/mn (pour les alternateurs hydrauliques on indique encore la vitesse d'emballement);

g) la fréquence nominale du courant d'induit en Hz;

h) le courant composé nominal dans l'induit en A;

i) les tensions nominales et le courant de l'enroulement d'excitation.

Toutes les machines synchrones industrielles fabriquées en U.R.S.S. sont prévues pour la fréquence normalisée de 50 Hz. La vitesse de synchronisme n, tr/mn (ou la vitesse angulaire Ω, rd/s) requise est obtenue par le choix correspondant du nombre de périodes des enroulements:

$$p=\frac{60f}{n}=\frac{2\pi f}{\Omega}.$$

Les nombres de périodes des enroulements pour certaines vitesses de rotation possibles sont les suivants:

p	1	2	3	4	8	16	32	64
n, tr/mn . . .	3000	1500	1000	750	375	187,5	93,7	46,9

Suivant la puissance de la turbine et la charge d'eau, la vitesse de rotation des alternateurs hydrauliques varie dans les limites de 50 à 600 tr/mn. Les valeurs plus grandes de la vitesse de rotation sont relatives aux usines de haute chute équipées de turbines de faible puissance et les valeurs plus faibles aux usines de basse chute utilisant les grosses turbines.

Les turbo-alternateurs sont construits, en règle générale, pour la vitesse de 3000 tr/mn et donc leur nombre de périodes $p = 1$. Pour les centrales atomiques où les paramètres de la vapeur disponibles ne permettent pas parfois d'obtenir une vitesse de rotation de la turbine supérieure à 1500 tr/mn, on construit des turbo-alternateurs à $p = 2$.

Les particularités que présentent les conditions de fonctionnement des alternateurs hydrauliques et des turbo-alternateurs déterminent les types constructifs différents de ces machines. Pour les *alternateurs hydrauliques* (fig. 51-2) on adopte de préférence la disposition à axe vertical. La turbine est placée à un niveau inférieur à celui de l'alternateur et son arbre, qui porte la roue réceptrice, est couplé par bride avec l'arbre de l'alternateur. La vitesse de rotation étant petite et le nombre de pôles étant grand, le rotor de

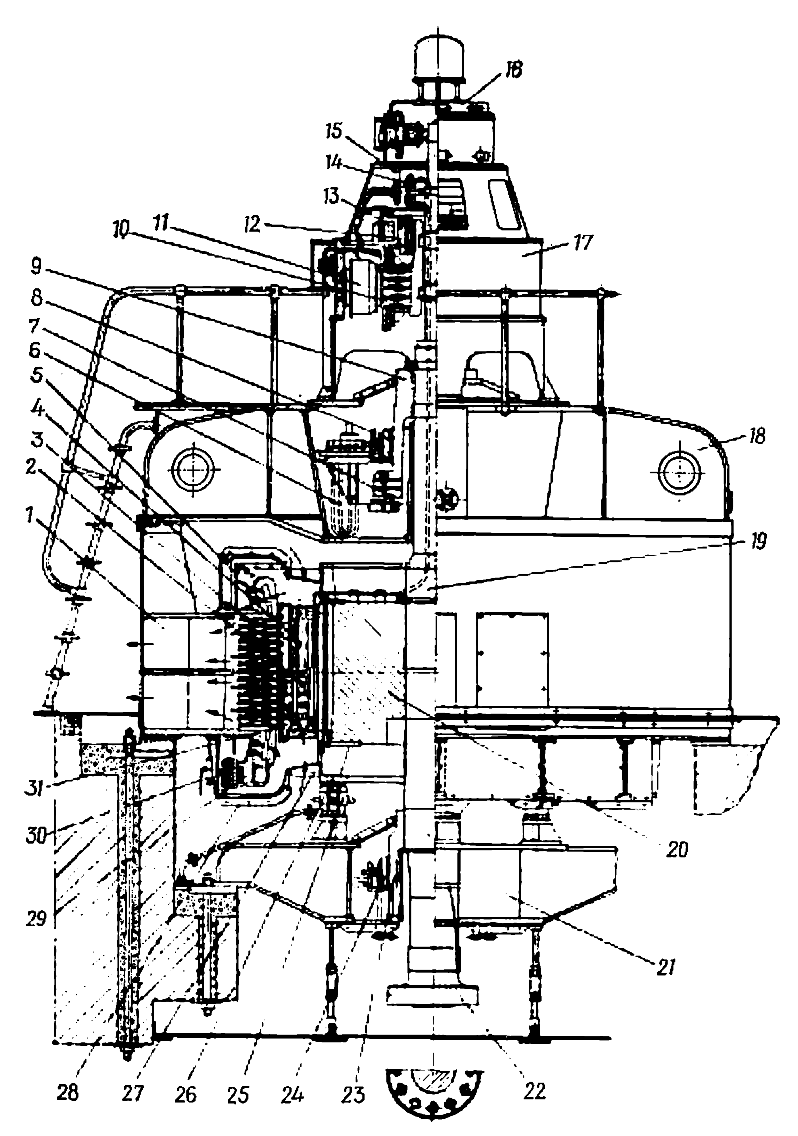


Fig. 51-2. Machine synchrone à pôles saillants (hydro-alternateur) à refroidissement indirect par l'air :

1, carcasse du stator ; *2*, pièce polaire du rotor ; *3*, paquet d'armature du stator ; *4*, bobine de l'enroulement d'excitation ; *5*, support de fixation de l'enroulement ; *6*, réfrigérant de l'huile ; *7*, segment de crapaudine ; *8*, segment de palier guide supérieur ; *9*, douille de crapaudine et de palier guide ; *10*, induit de l'excitatrice ; *11*, pièce polaire bobinée de l'excitatrice ; *12*, collecteur de l'excitatrice ; *13*, système de balais de l'excitatrice ; *14*, bagues d'alimentation de la machine ; *15*, balais de la machine ; *16*, générateur régulateur ; *17*, bâti de l'excitatrice ; *18*, croisillon supérieur ; *19*, connexion entre l'enroulement d'excitation de la machine et les bagues d'alimentation ; *20*, jante du rotor ; *21*, croisillon inférieur ; *22*, arbre ; *23*, douille de palier guide inférieur ; *24*, segment de palier guide inférieur ; *25*, frein ; *26*, anneau de freinage du rotor ; *27*, ventilateur axial ; *28*, panneau de séparation d'air ; *29*, bobine de l'enroulement statorique ; *30*, sorties de l'enroulement statorique ; *31*, joue de serrage de la pièce polaire.

l'hydro-alternateur est réalisé avec un grand diamètre et une longueur active relativement petite. Le plus souvent le rotor est du type à pôles saillants (v. plus loin). Dans une telle machine à vitesse lente, les parties actives occupent une fraction relativement petite de son volume total. La plus grande partie du volume est occupée par les parties constructives: le palier de butée (crapaudine) qui supporte la masse des pièces tournantes de l'alternateur et de la turbine; les paliers guides qui assurent à l'axe du rotor une position déterminée dans l'espace; les croisillons supérieur et inférieur qui portent la crapaudine et les paliers, la carcasse du stator, l'ossature du rotor, les refroidisseurs d'air, les réfrigérants d'huile et autres pièces.

Les groupes turbine alternateur-hydraulique sont les plus grosses machines industrielles. Leur puissance atteint 200 à 600 MVA et leur hauteur 20 à 30 m. Les alternateurs hydrauliques qui ont été construits en U.R.S.S. pour la centrale de Saïan-Chouchenskoé sont les plus puissants dans le monde. Leur puissance est de 715 MVA à une vitesse de rotation de 143 tr/mn. Le diamètre extérieur de l'alternateur est près de 15 m, le diamètre de son rotor est près de 12 m et la longueur de l'armature du stator est de 2,75 m.

Les *turbo-alternateurs* sont, au contraire, presque toujours à axe horizontal (v. fig. 51-5). Le diamètre du rotor d'un turbo-alternateur est beaucoup plus petit que sa longueur active. Le rotor de turbo-alternateur est généralement du type à pôles lisses (v. plus loin). D'après les conditions de rigidité mécanique le diamètre maximal du rotor à la vitesse de rotation de 3000 tr/mn est de 1,2 à 1,25 m. La longueur active du rotor ne dépasse pas d'après les conditions de rigidité mécanique 6,0 à 6,5 m. Vu les dimensions réduites des parties constructives les parties actives occupent dans un turbo-alternateur un volume relativement plus grand.

La tendance permanente à augmenter la puissance unitaire qui caractérise le développement de la construction de machines génératrices est réalisée dans le cas des turbo-alternateurs principalement grâce à l'introduction de modes de refroidissement plus intenses sans augmentation notable de leurs dimensions. Les turbo-alternateurs d'une puissance de 800 à 1000 MW construits au cours des années 70 ont pratiquement le même encombrement que celui des turbo-alternateurs d'une puissance de 100 MW produits pendant les années 40 et qui ne diffèrent de ces derniers que par un refroidissement direct des conducteurs des enroulements par l'hydrogène sous une pression jusqu'à $5 \cdot 10^5$ Pa, par l'eau distillée ou par l'huile.

En U.R.S.S., on construit en série des turbo-alternateurs d'une puissance unitaire de 300 à 500 MW et on prépare la production de machines de 800 à 1000 MW.

Les *moteurs synchrones* sont construits en U.R.S.S. en série pour des puissances allant de 100 kW à plusieurs dizaines de milliers de kilowatts et des vitesses de rotation de 3000 à 100 tr/mn. Pour des vitesses de rotation de 3000 et 1500 tr/mn les moteurs

jouissent d'un rotor à poles lisses de sorte que leur construction ressemble à celle d'un turbo-alternateur; pour des vitesses de rotation de 1000 tr/mn et moins les moteurs sont à rotor à pôles saillants et leur construction se rapproche de celle d'un alternateur hydraulique à axe vertical ou de celle d'un alternateur à axe horizontal à commande par moteur diesel.

On produit également en série des micromoteurs synchrones de divers types pour une large gamme de vitesse de rotation (de quelques tours par minute jusqu'à 3000 tr/mn) et de puissance (de quelques dixièmes de watt jusqu'à plusieurs centaines de watts).

Dans les centrales hydrauliques équipées pour l'accumulation par pompage on installe des alternateurs hydrauliques-moteurs réversibles. En entraînant une pompe qui refoule l'eau vers le réservoir supérieur, les machines réversibles fonctionnent en moteur. Au contraire, étant actionnées par la turbine alimentée par l'eau provenant du réservoir supérieur, ces machines fonctionnent en alternateur. La puissance des machines réversibles peut atteindre 200 à 300 MW.

Les *compensateurs synchrones* sont produits en U.R.S.S. pour des puissances de 15 à 160 MVA et des vitesses de rotation de 750 et 1000 tr/mn. Le rotor dans ces machines est du type à pôles saillants. Leur refroidissement est généralement assuré par l'hydrogène. Suivant la puissance et la vitesse de rotation la tension nominale de l'enroulement d'induit (de stator) des machines synchrones est choisie parmi les tensions normalisées: 0,23; 0,4; 3,15; 6,3; 10,5; 13,8; 15,75 kV (pour les alternateurs) et 0,22; 0,38; 3; 6; 10 kV (pour les moteurs). Pour les gros turbo-alternateurs et alternateurs hydrauliques on est parfois amené à choisir pour la tension nominale de l'enroulement d'induit une valeur non normalisée comprise entre 18 et 24 kV. La tension nominale de l'enroulement d'excitation est choisie dans les limites de 24 à 400 V.

Le rendement de la machine croît avec l'augmentation de sa puissance et de sa vitesse de rotation. Pour une puissance de 100 à 4000 kVA il vaut 0,90 à 0,95; dans les alternateurs hydrauliques et les turbo-alternateurs de grande puissance il atteint une valeur de 0,97 à 0,99. Des renseignements plus détaillés sur les caractéristiques techniques des machines synchrones fabriquées en U.R.S.S. sont donnés au chap. 62.

§ 51-2. Bref historique sur les machines synchrones

Un alternateur synchrone monophasé multipolaire a été inventé en 1832, c'est-à-dire une seule année après la découverte par Faraday du phénomène de l'induction électromagnétique. Un inventeur anonyme qui cachait son nom sous des lettres latines P. M. a proposé une construction intéressante d'un alternateur monophasé à excitation par aimants permanents. Les aimants en fer à cheval étaient fixés sur la périphérie d'un disque tournant et constituaient un inducteur hétéropolaire. En regard des aimants étaient placés des noyaux fixes en acier massif qui portaient des bobines disposées sur un anneau d'acier

jouant le rôle de culasse. Le nombre de noyaux était égal au nombre de pôles des aimants. Un perfectionnement ultérieur des alternateurs synchrones a été retardé pour longtemps du fait de l'utilisation à cette époque du courant continu pour toutes les applications pratiques.

Ce n'est qu'en 1863 que l'anglais G. Wilde a réalisé dans l'alternateur synchrone la proposition de V. I. Zinsteden (1851) relative au remplacement des aimants permanents par des électro-aimants excités depuis une dynamo magnéto-électrique auxiliaire nommée plus tard excitatrice.

L'inducteur fixe de l'alternateur synchrone monophasé de Wilde se présentait sous la forme d'un électro-aimant en Π dont les épanouissements polaires entouraient un induit tournant. L'alimentation de l'électro-aimant était assurée par une dynamo-excitatrice magnéto-électrique distincte. Au lieu de l'induit en tige utilisé jusque-là Wilde a utilisé un induit dont l'armature avait une section en double T proposé par l'ingénieur électricien allemand W. Siemens et connu actuellement sous le nom de rotor à pôles saillants. L'armature de l'induit avait la forme d'un cylindre dont la surface présentait des rainures longitudinales dans lesquelles était logé l'enroulement aboutissant à des bagues collectrices.

Les travaux dans le domaine des alternateurs synchrones ont été fortement stimulés par l'apparition de la bougie électrique de Iablotchkov qui exigeait pour son alimentation un courant alternatif. Tout de suite après son invention en 1876, les usines de Gramme ont commencé à fabriquer en série des alternateurs synchrones monophasés qui étaient produits jusqu'alors seulement à la pièce, à base de machines à courant continu. Dès 1876, Iablotchkov a élaboré en collaboration avec les ingénieurs de l'usine de Gramme quelques alternateurs synchrones de même type spécialement destinés à alimenter des bougies en nombre différent (4, 6, 16, 20 bougies). Ces alternateurs étaient en fait des machines synchrones polyphasées dont les phases n'étaient pas électriquement liées entre elles. C'est ainsi par exemple que dans l'alternateur pour 16 bougies l'induit fixe annulaire portait 16 bobines alors que le rotor présentait 8 pôles saillants excités en courant continu. Les bobines étaient connectées entre elles de façon à obtenir deux phases électriquement séparées l'une de l'autre, dont les f.é.m. étaient décalées dans le temps de 1/4 de période.

Les armatures d'induit utilisées dans les alternateurs jusqu'à la fin des années 80 étaient non feuilletées. Pour réduire l'échauffement des induits massifs dû à des pertes liées aux courants de Foucault on cherchait à diminuer le volume occupé par l'armature magnétique et on construisait certains alternateurs sans armature d'induit. Malgré la réluctance élevée du circuit magnétique et l'efficacité réduite consécutives, on construisait à cette époque-là des machines à courant alternatif assez grandes. C'est ainsi par exemple qu'en 1882 l'ingénieur anglais G. Gordon a construit un alternateur synchrone diphasé à phases électriquement séparées, destiné à alimenter des bougies électriques de Iablotchkov. Cet alternateur était entraîné par une machine à vapeur à une vitesse de 146 tr/mn et développait une puissance de 115 kW. La dernière période dans le développement des alternateurs est liée au nom de M. O. Dolivo-Dobrowolski, inventeur du système triphasé, qui a élaboré tous les éléments principaux de ce système y compris les alternateurs synchrones triphasés.

Dolivo-Dobrowolski a proposé d'utiliser pour la production de courants triphasés l'enroulement en tambour de l'induit des machines à courant continu après l'avoir divisé au préalable en trois parties et couplé ces parties en triangle ou en étoile. C'est ainsi qu'a été trouvée une forme constructive de l'alternateur nécessaire à alimenter un système triphasé lié, avantageuse par la particularité d'exiger pour la transmission et la distribution de l'énergie non pas six conducteurs comme dans un système sans liaison électrique entre les phases mais seulement trois conducteurs. C'est aussi lui qui a élaboré en 1890 un système triphasé à quatre fils avec neutre pour lequel il a proposé d'utiliser la terre.

Le premier alternateur triphasé a été conçu par l'ingénieur en chef de la firme « Oerlikon » Ch. Brown en collaboration avec Dolivo-Dobrowolski, pour la transmission expérimentale entre Laufen et Francfort dont la mise en service devait coïncider avec l'ouverture de l'exposition électrotechnique internationale

de 1891. Cet alternateur était entraîné par une turbine hydraulique et avait les caractéristiques techniques suivantes: puissance: 230 kVA ; vitesse de rotation: 150 tr/mn ; fréquence: 40 Hz ; tension entre phases: 95 V. Cet alternateur a été construit compte tenu de tous les progrès réalisés à cette époque-là dans la construction des machines à courant continu: son enroulement en tambour de l'induit était logé dans les encoches d'une armature feuilletée dentée. La disposition la plus rationnelle de l'enroulement triphasé au stator et de l'enroulement d'excitation au rotor, adoptée dans cet alternateur, est conservée dans toutes les machines synchrones modernes.

Au lieu du rotor à pôles saillants élaboré pour les alternateurs synchrones monophasés, Brown a utilisé un rotor de construction originale. L'enroulement d'excitation (commun à tous les pôles) avait la forme d'un anneau entourant l'arbre et était placé entre deux joues d'acier présentant des saillies en forme des griffes qui constituaient un inducteur hétéropolaire. Cette forme constructive du rotor ne s'est pas justifiée par la suite et ne se rencontre à présent que dans des alternateurs synchrones spéciaux (v. chap. 63).

L'étude des machines synchrones à pôles lisses est liée à l'apparition de turbines à vapeur dont les vitesses de rotation et le rendement sont nettement plus élevés que les paramètres correspondants des machines à vapeur à piston. Les turbines à vapeur ont été utilisées pour entraîner des alternateurs triphasés pour la première fois en 1899. Cette année-là a été mise en service la centrale électrique dans la ville allemande Elberfeld qui était équipée de turbines à réaction à plusieurs étages inventées en 1884 par l'ingénieur anglais Ch. Parsons. Ces turbines entraînaient des turbo-alternateurs d'une puissance de 1000 kW. Primitivement, les rotors des turbo-alternateurs comportaient des pôles saillants et un enroulement d'excitation concentré, et ce n'est que dans la première décennie du XXe siècle que l'on a commencé à construire des turbo-alternateurs à rotor lisse et à enroulement d'excitation réparti.

§ 51-3. Construction des machines synchrones à pôles saillants

La construction d'une machine synchrone [1]) et en premier lieu de son rotor dépend pour une large part de la vitesse de rotation qui lui est imposée. Pour $n < 1500$ tr/mn et donc $p > 2$, c'est-à-dire dans les alternateurs hydrauliques, les compensateurs synchrones et les moteurs synchrones à marche lente, on utilise des rotors à pôles saillants. La machine à un tel rotor est dite à pôles saillants. Pour $n = 3000$ (1500) tr/mn et donc $p = 1$ (2), c'est-à-dire dans les turbo-alternateurs et les turbo-moteurs, on utilise des rotors lisses et ces machines sont dites à pôles lisses.

Nous allons examiner l'exécution mécanique d'une *machine synchrone à pôles saillants* sur l'exemple d'un alternateur hydraulique à axe vertical dont la vue en coupe est montrée à la figure 51-2.

La constitution du *stator de machine synchrone* ne diffère pas de celle du stator de machine asynchrone. Lorsque son diamètre extérieur est inférieur à 1 m, l'armature du stator est feuilletée en tôles magnétiques circulaires d'une seule pièce (v. chap. 39, fig. 39-1, 39-3, 39-6). Si le diamètre extérieur de l'armature du stator est supérieur à 1 m, c'est-à-dire pour la plupart des machines synchrones,

---

[1]) La construction des machines synchrones est considérée ici relativement aux grandes machines. La construction des micromachines synchrones est décrite au chap. 63.

chaque couche circulaire de l'armature est constituée de plusieurs plaques appelées segments (la même construction est utilisée dans ce cas aussi pour les machines asynchrones).

Les segments (fig. 51-3) sont poinçonnés en acier magnétique de 0,5 mm d'épaisseur. Des découpures pratiquées sur leur surface extérieure permettent de fixer des segments dans les parties constructives de la machine. Les dimensions circonférentielles des segments et la disposition des découpures qui présentent généralement la forme d'une queue d'aronde sont choisies de façon que chaque couche

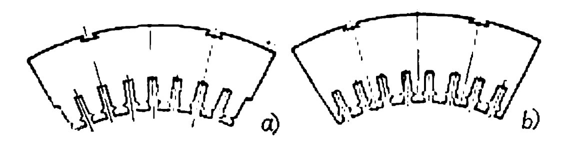


Fig. 51-3. Segments d'armature du stator :
a, à bords au milieu de l'encoche ; *b*, à bords au milieu de la dent.

contienne un nombre entier de segments et que les segments de la couche suivante soient décalés par rapport aux segments de la couche précédente d'une fraction entière (généralement de 1/2) de la dimension circonférentielle du segment. Cette dernière condition est nécessaire pour que les joints des segments soient shuntés par les segments des couches voisines de la même manière que dans le circuit magnétique d'un transformateur constitué par un empilage de tôles distinctes. De deux exécutions possibles des segments représentées par la figure 51-3, celle de la figure 51-3, *a* est préférable parce qu'elle assure la même rigidité mécanique et la même tenue aux vibrations à toutes les dents du segment.

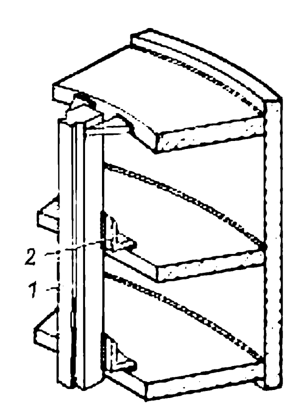


Fig. 51-4. Soudage des cales aux anneaux du bâti.

L'armature magnétique du stator constituée par un empilage de segments 3 (v. fig. 51-2) est assemblée sur les cales du bâti *1* qui entrent dans les découpures en forme de queue d'aronde des segments. La fixation de la cale *1* au bâti *2* est montrée sur la figure 51-4. Une autre variante de fixation de la cale *7* au bâti *1* à l'aide de goussets *8* est visible sur la figure 51-5. Le paquet d'armature *6* est serré dans le sens axial au moyen des segments *4*, des goujons *3* et des écrous *2* qui resserrent ces segments. Les goujons sont disposés entre les cales *7* c'est pourquoi dans la coupe faite suivant une cale ils sont visibles à l'arrière plan. Le segment *4* de serrage et le segment *5* de ventilation nécessaire à former des canaux radiaux dans

l'armature magnétique sont montrés en axonométrie à coté de la vue en coupe du stator. Les plaques *9* servent à fixer des goujons *3* sur le bâti et à prévenir leur vibration.

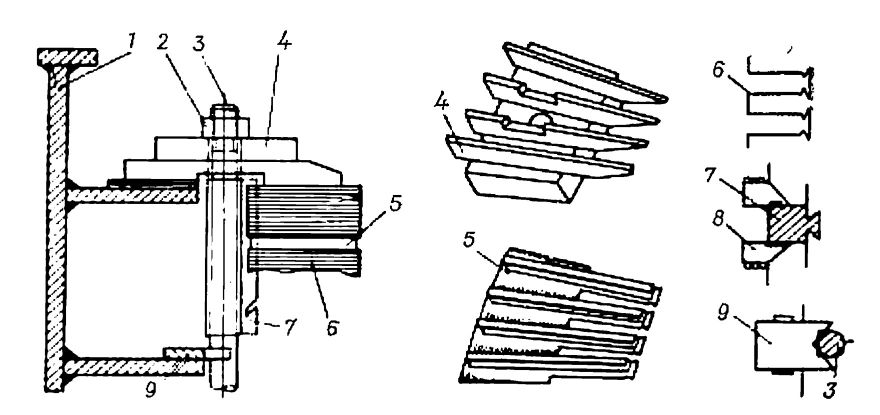


Fig. 51-5. Fixation des segments d'armature magnétique dans le bâti du stator.

Les encoches de l'armature du stator dans lesquelles est logé l'enroulement triphasé hétéropolaire *29* (fig. 51-2) sont en règle générale du type ouvert.

Dans les grosses machines synchrones à pôles saillants prévues pour une tension de 3 kV et plus, on utilise des enroulements à deux couches de deux types: enroulements à bobines imbriqués à plusieurs spires (deux à six spires) et enroulements ondulés à barres (à une seule spire). La constitution de l'isolation des encoches renfermant un enroulement à bobines à plusieurs spires (*a*) et un enroulement à barres (*b*) est représentée par la figure 51-6. Une spire ou une barre de l'enroulement réunit un nombre pair de conducteurs élémentaires de section rectangulaire, isolés et placés en deux rangées suivant la largeur de l'encoche. Pour réduire les pertes supplémentaires, on opère des transpositions des sorties des bobines et des connexions entre les groupes dans le cas des enroulements à bobines et des conducteurs élémentaires se trouvant dans les encoches dans le cas des enroulements à barres (v. § 31-2).

a) b)

Fig. 51-6. Coupes des encoches de l'armature renfermant un enroulement à bobines à deux couches (*a*) et un enroulement à barres à deux couches (*b*).

Dans un enroulement à bobines à plusieurs spires (fig. 51-6, *a*), les spires constituées par un ou plusieurs conducteurs *1* sont isolées l'une de l'autre par les isolants *2*. L'ensemble du bobinage est isolé par rapport aux parties reliées à la masse par les isolants *3*. Dans un enroulement à barres (fig. 51-6, *b*), les isolants *3* par rapport à la masse servent en même temps d'isolants entre spires. Les isolants *2* séparent des rangées de conducteurs élémentaires entre lesquelles n'est appliquée qu'une très faible tension (de deux ordres de grandeur inférieure à celle qui agit entre les spires). Pour réduire l'intensité du champ électrique dans les intervalles d'air entre les isolants par rapport à la masse et l'armature magnétique, on utilise le revêtement isolant semi-conducteur *4*. Dans les grosses machines, lorsque les conducteurs des enroulements sont parcourus par des courants alternatifs, ils sont soumis à l'action des forces électromagnétiques importantes. Ces forces prennent des valeurs particulièrement élevées au cours de certains phénomènes transitoires, par exemple à la mise en marche et dans le cas des courts-circuits brusques. Pour que ces forces ne provoquent pas la destruction des enroulements ou l'apparition de vibrations inadmissibles, il est nécessaire de fixer solidement les parties logées dans les encoches et les parties frontales des barres (ou des bobines) ainsi que leurs connexions. Les barres (les bobines) sont fixées dans les encoches à l'aide de cales en matériau isolant non magnétique qui sont enfoncées dans des creux spécialement aménagés à cet effet dans les parois des encoches (*7* sur la figure 51-6). Sous les cales, entre les couches et sur le fond de l'encoche, on place les joints isolants *6*, *5*, *8* dont l'épaisseur est choisie de telle sorte que le jeu entre la cale et l'enroulement soit nul.

Les parties frontales *5* (fig. 51-7) sont fixées à l'aide des distanceurs *2*, placés entre les barres voisines, et des frettages *1* en anneau qui entourent les parties frontales de l'extérieur. Pour serrer des barres voisines dans la zone des distanceurs, on utilise une ficelle solide *3*; avec une même ficelle, les barres (ou les bobines) sont attachées aux frettes en anneau (les grosses machines peuvent comporter plusieurs frettes de chaque côté du stator). Les connexions entre bobines *4* sont attachées avec ficelle aux parties frontales (comme l'indique la figure 51-7) ou fixées à des supports spéciaux solidaires du bâti (comme il est indiqué sur la figure 51-2).

L'armature magnétique du rotor d'une machine synchrone à pôles saillants excitée par courant continu est un cylindre en matériau ferromagnétique, quelquefois massif, parfois fait d'un empilement de tôles dont l'épaisseur est choisie compte tenu des considérations d'ordre technologique. Dans l'alternateur de la figure 51-2, les pièces polaires *2* sont empilées de tôles d'acier poinçonnées de 1,5 mm d'épaisseur, la jante (la culasse) *20* du rotor est faite d'une seule pièce d'acier forgé et emmanchée sur l'arbre *22*. Quelquefois, on utilise des pièces polaires massives. La jante du rotor est le plus souvent faite de tôles d'acier empilées dont l'épaisseur varie de 2

à 6 mm (pour des tôles embouties) et atteint jusqu'à 100 mm (pour des tôles découpées au chalumeau à gaz). Lorsque son diamètre extérieur est petit (jusqu'à 2 ou 4 mm), la jante est constituée par un empilage de couronnes circulaires d'une seule pièce et est emmanchée directement sur l'arbre. Pour des diamètres plus grands, la jante est faite de segments distincts empilés sur des tiges filetées de serrage et fixée sur la carcasse *1* comme l'indique par exemple la figure 51-8 présentant l'aspect extérieur d'un rotor à pôles saillants. Pour améliorer la ventilation des machines ayant une grande longueur axiale, la jante est subdivisée en plusieurs paquets séparés

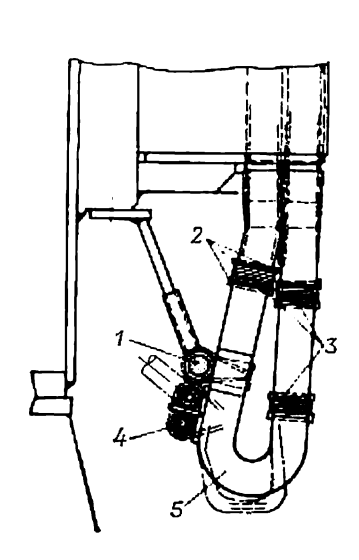


Fig. 51-7. Fixation de la partie frontale de l'enroulement statorique.

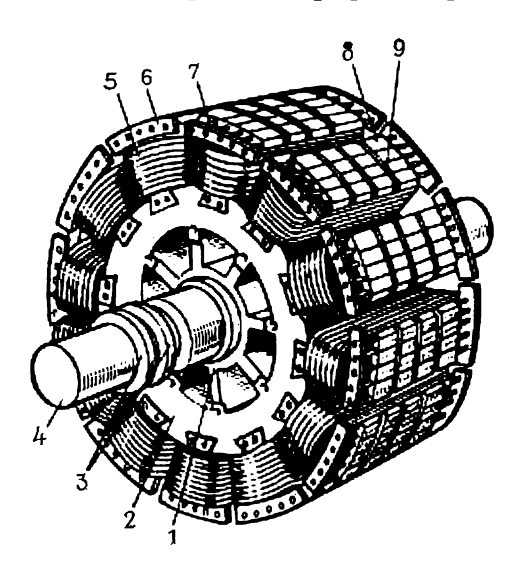


Fig. 51-8. Aspect extérieur d'un rotor à pôles saillants :

1, carcasse du rotor; *2*, jante du rotor; *3*, bagues d'alimentation; *4*, arbre; *5*, bobine de l'enroulement d'excitation; *6*, segment de l'enroulement amortisseur; *7*, barre de l'enroulement amortisseur; *8*, paquet de noyau du pôle; *9*, canal de ventilation dans le pôle.

par des canaux servant au passage de l'air de refroidissement vers les zones périphériques du rotor. Parfois (fig. 51-8), des canaux radiaux de ventilation *9* sont également aménagés dans les pièces polaires. Pour mettre en place sur les noyaux polaires les bobines *4* de l'enroulement d'excitation réalisées d'avance et ayant une largeur inférieure à celle des épanouissements polaires, ces derniers ou même les pièces polaires toutes entières doivent être rendus amovibles. La figure 51-9 montre la construction la plus répandue dans laquelle on utilise des pôles rapportés *1* empilés de tôles d'acier de 1 à 2 mm d'épaisseur, serrées dans le sens axial par les tiges filetées *10*. La fixation des pôles est assurée par des queues *11* en T,

dont chacune est bloquée par deux paires de cales d'acier *2* de section rectangulaire.

Un élément important dans la construction des pôles empilés de tôles d'acier est constitué par des joues de serrage nécessaires pour assurer une répartition plus ou moins uniforme, sur toute la surface de la tôle emboutie du pôle, des forces de serrage dues aux tiges de serrage *10*. Les joues de serrage *31* ayant la forme de la tôle du pôle sont bien visibles dans la coupe longitudinale de l'alternateur (v. fig. 51-2).

Les bobines de l'enroulement d'excitation sont réalisées en barres de cuivre nu, de forte section (200 à 800 mm²) bobinées sur

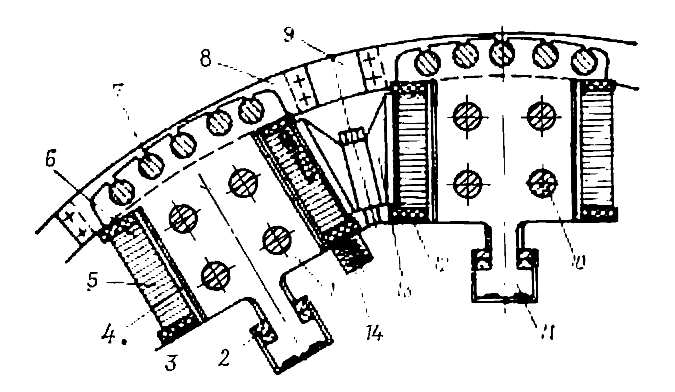


Fig. 51-9. Coupe transversale d'un rotor à pôles saillants:
1, pôle; *2*, cales opposées de fixation de la queue; *3*, rondelle isolante; *4*, isolation du pôle par rapport à la masse; *5*, conducteur non isolé de l'enroulement d'excitation; *6*, isolation entre spires des conducteurs; *7*, barre de l'enroulement amortisseur; *8*, segment d'enroulement amortisseur; *9*, connexion souple entre les segments; *10*, tige filetée de serrage; *11*, queue en T du pôle; *12* rondelle d'acier; *13*, pièce d'écartement des pôles; *14*, ressort.

champ et présentant un profil rectangulaire *5* (sur la figure 51-9) ou (pour les gros hydro-alternateurs) un profil spécial en « hachette » permettant d'augmenter la surface de refroidissement de la bobine.

Après avoir placé, entre les spires voisines, les joints isolants *6* imprégnés de résine thermodurcissable, on assure le pressage de la bobine et on la cuit sous cette forme. Les isolants *4* par rapport à la masse sont placés sur les pôles avant y loger des bobines. La fixation des bobines sur les pôles est montrée à la figure 51-9. La composante de la force centrifuge dirigée le long de l'axe du pôle et exercée sur les parties de la bobine se trouvant dans les encoches est supportée par les cornes polaires isolées de la bobine par la rondelle *3*.

Pour prévenir des déplacements radiaux de la bobine aux petites vitesses de rotation, on place dans les cavités de la culasse des ressorts *14* qui appuient, par l'intermédiaire d'une rondelle d'acier *12* et une rondelle isolante *3*, la bobine sur l'épanouissement polaire. La composante de la force centrifuge normale à l'axe du pôle peut provoquer une déformation des conducteurs de la bobine. C'est

pourquoi, dans les grosses machines rapides ayant une grande longueur de la partie active on est parfois amené à prévoir, entre les bobines des pôles voisins, une ou plus rarement plusieurs entretoises *13* régulièrement réparties suivant la longueur.

La force centrifuge s'exerçant sur les parties frontales des bobines est supportée par le bec que présente la joue de serrage du pôle (*31* sur la figure 51-2).

L'enroulement d'excitation *4* est alimenté directement depuis l'induit *10* de l'excitatrice. Les balais *13* de l'excitatrice frottant sur le collecteur *12* de l'excitatrice sont reliés par l'intermédiaire de l'interrupteur automatique d'excitation (v. § 52-1) au système de balais *15* des bagues de l'alternateur dont les balais sont reliés électriquement par contact frottant aux bagues de l'enroulement d'excitation *14* et plus loin, par les câbles *19* logés dans l'orifice central de l'arbre, aux sorties de l'enroulement d'excitation. Une des formes constructives possibles des bagues de prise de courant est représentée par la figure 51-10. La douille *4* des bagues est emmanchée sur l'arbre du rotor. Les bagues *1* en acier (ou en bronze) sont enfoncées à chaud sur la douille enrobée d'un isolant *3*. Avant d'emmancher la bague, on recouvre la surface d'appui d'une tôle d'acier *2*. Une tige *5* part de chaque bague vers l'enroulement pour recevoir l'une de ses sorties. Cette tige est isolée de l'autre bague par un cylindre creux *6*.

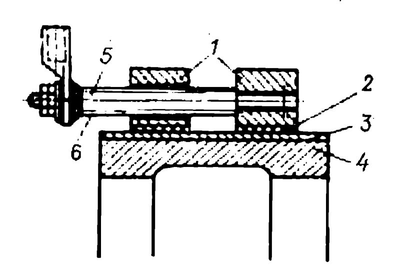


Fig. 51-10. Bagues d'alimentation de l'enroulement d'excitation d'une machine synchrone.

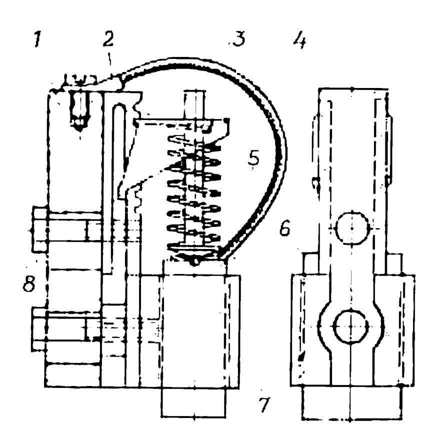


Fig. 51-11. Porte-balais.

Sur les bagues tournantes sont appuyés avec une force de pression suffisante les balais. Pour assurer la connexion électrique entre le balai *6* (fig. 51-11) et la borne d'amenée de courant de la barre *1* sur laquelle est fixé le porte-balais, on encastre dans la masse du balai l'une des extrémités d'un câble très souple *3*. L'autre extrémité du câble destinée à être reliée à la borne se termine par une cosse *2*.

Le contact électrique nécessaire entre les balais et les bagues est obtenu à l'aide de porte-balais qui assurent à l'axe du balai une direction bien déterminée, rendent régulière la pression sur le balai

et lui permettent de se déplacer librement au fur et à mesure de son usure. Plusieurs balais peuvent être mis en contact avec chaque bague. Les cages *7* des porte-balais sont fixées par des boulons *8* sur une barre commune *1* en acier, isolée du corps de la machine et reliée à l'une des bornes du circuit électrique extérieur. La force de pression du ressort du porte-balais est réglée à l'aide du support mobile *4*.

Dans les épanouissements polaires des moteurs et des compensateurs synchrones, ainsi que de la plupart des alternateurs, on prévoit un enroulement en court-circuit à pas inégal appelé *amortisseur*. Les barres *7* (v. fig. 51-9) et les éléments de mise en court-circuit (les segments *8* et les barrettes de connexion *9* entre les segments) de cet enroulement sont faits en cuivre. Pour loger des barres on prévoit dans les épanouissements polaires des encoches rondes demi-fermées. L'enroulement amortisseur exerce une influence favorable sur le déroulement des phénomènes transitoires liés à la variation des grandeurs électromagnétiques et de la vitesse de rotation (synchronisation, variation de la charge, etc.).

Dans les moteurs et compensateurs synchrones, l'enroulement amortisseur sert également au démarrage, en remplissant le rôle que l'enroulement en court-circuit joue dans les moteurs asynchrones et de ce fait il s'appelle aussi *enroulement de démarrage*. On obtient de bons résultats au cours des phénomènes transitoires et pendant le démarrage avec un *enroulement amortisseur* dit *longitudinal-transversal* (v. fig. 51-9) dont les segments sont réunis en une couronne commune de court-circuit à l'aide de connexions souples. Un *enroulement amortisseur longitudinal* dans lequel il n'y a pas de connexions entre les segments (v. fig. 51-8) présente des propriétés nettement inférieures et n'est donc utilisé que dans les alternateurs de petite puissance.

Dans les machines à pièces polaires massives, l'enroulement amortisseur n'est pas utilisé vu les courants de Foucault induits dans la masse des pôles qui assurent un affaiblissement indispensable des variations du champ au cours des phénomènes transitoires. Pour augmenter l'effet amortisseur des courants de Foucault, les faces terminales des évanouissements des pôles massifs sont reliées entre elles électriquement par des segments de cuivre raccordés par brides et par des connexions flexibles qui réunissent les segments des pôles voisins. Avec une telle forme constructive des pièces polaires massives et des éléments de court-circuit, les propriétés de la machine au cours des phénomènes transitoires sont les mêmes que celles obtenues à l'aide d'un enroulement amortisseur longitudinal-transversal.

La destination des parties constructives de l'alternateur hydraulique à axe vertical représenté sur la figure 51-2 est expliquée dans la légende de cette figure. Les flèches indiquent le sens du déplacement de l'air à l'intérieur de l'alternateur (l'alternateur est du type à ventilation intérieure avec prise d'air à l'extérieur et refoule-

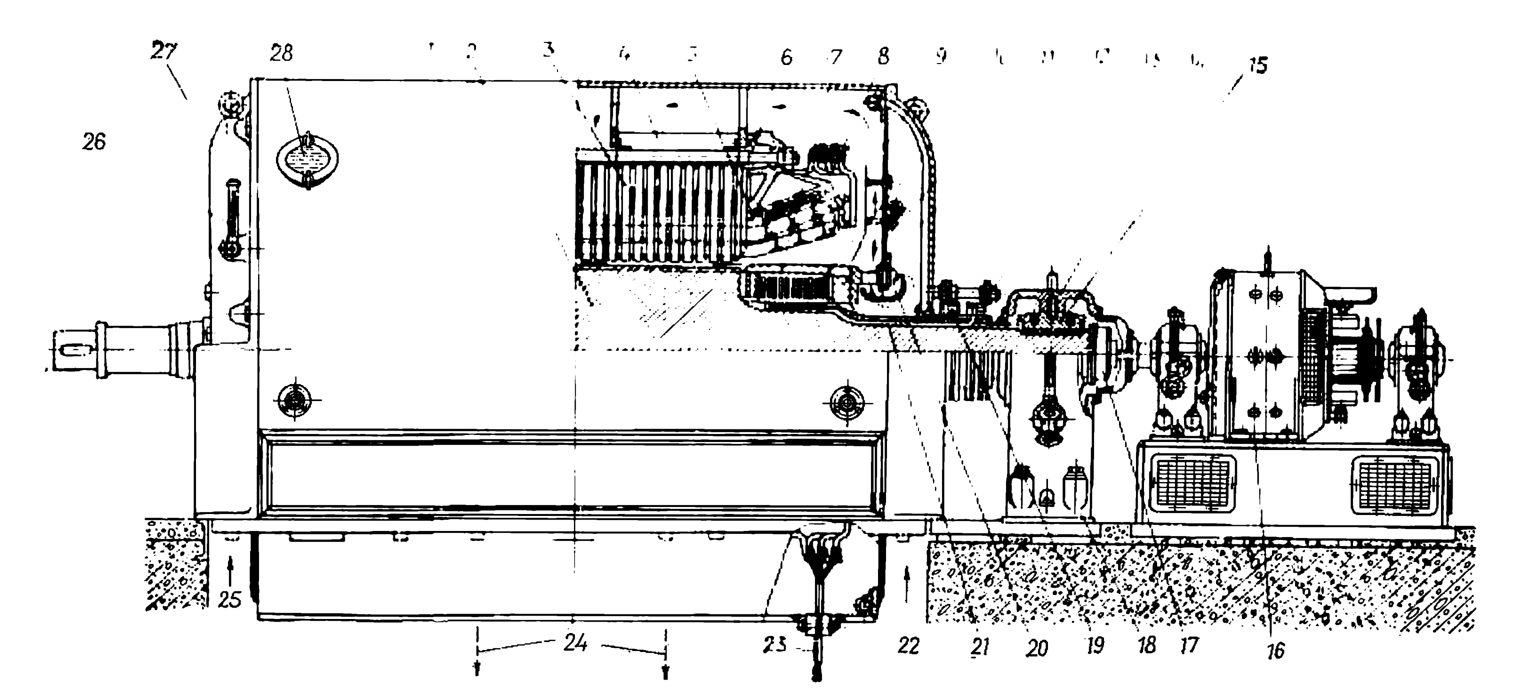


Fig. 51-12. Machine synchrone à pôles lisses (turbo-alternateur) à refroidissement indirect par l'air:

1, carcasse du stator; *2*, armature magnétique du rotor; *3*, paquet d'armature du stator; *4*, tige filetée de serrage; *5*, barre de l'enroulement statorique; *6*, anneau de serrage; *7*, anneau de frettage du rotor; *8*, support de fixation de l'enroulement; *9*, cloison de séparation d'air avec diffuseur; *10*, bobine de l'enroulement d'excitation; *11*, anneau de centrage; *12*, ventilateur centrifuge; *13*, couronne porte-balais; *14*, chapeau du palier; *15*, coussinet; *16*, excitatrice; *17*, accouplement élastique; *18*, bâti de palier; *19*, bague d'alimentation; *20*, appareil de guidage du ventilateur; *21*, connexion entre les bagues d'alimentation et l'enroulement d'excitation; *22*, tube d'incendie; *23*, sorties de l'enroulement statorique; *24*, sens de déplacement de l'air chaud vers les aéroréfrigérants; *25*, sens de déplacement de l'air froid; *26*, thermomètre de l'air froid; *27*, flasque latéral; *28*, trou de visite.

ment de l'air chaud dans la salle des machines). Certaines particularités du système de refroidissement et des parties constructives des plus grosses machines synchrones à pôles saillants, c'est-à-dire des alternateurs hydrauliques, des compensateurs synchrones ainsi que des moteurs synchrones à pôles saillants seront examinées au chap. 62.

§ 51-4. Construction des machines synchrones à pôles lisses

Le rotor à pôles lisses est utilisé dans les machines synchrones bipolaires et tétrapolaires qui fonctionnent à une vitesse de 3000 ou 1500 tours par minute. Le rotor à pôles saillants ne convient pas pour de telles machines à cause des difficultés que présente la fixation des enroulements d'excitation concentrés en cas du petit nombre de pôles (surtout dans les machines bipolaires). C'est pourquoi les

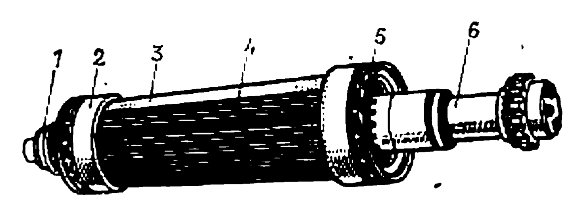


Fig. 51-13. Aspect extérieur d'un rotor à pôles lisses:
1, bagues d'alimentation; *2*, anneau de frettage; *3*, armature magnétique massive du rotor; *4*, cale non magnétique d'encoche du rotor; *5*, ventilateur centrifuge; *6*, queue du rotor.

machines bipolaires et tétrapolaires utilisent exclusivement des rotors lisses bien que les rotors à pôles saillants reviennent moins chers.

La construction d'une machine synchrone à pôles lisses typique, à savoir d'un alternateur bipolaire de petite puissance, à refroidissement par l'air indirect est représentée sur la figure 51-12. L'armature magnétique *2* du rotor est faite avec des queues (bouts d'arbre) en une seule pièce d'acier forgé (dans la zone active le corps de l'armature joue le rôle de l'arbre). Les parties essentielles d'un rotor à pôles lisses qui sont l'armature *3* et la queue *6* sont visibles sur la figure 51-13.

Pour assurer une solidité mécanique suffisante aux éléments de l'armature magnétique qui supportent les forces centrifuges, on les fait en aciers hautement résistants (aciers au chrome, au nickel, au molybdène). Comme le montrent les vues en coupes transversale et longitudinale du rotor (fig. 51-14), la surface cylindrique extérieure de l'armature *1* présente des encoches creusées de forme rectangulaire pour loger les bobines de l'enroulement d'excitation réparti *5* dont le schéma de principe est représenté par la figure 22-12. Les encoches sont régulièrement réparties dans deux zones diamétralement opposées dont chacune occupe $^1/_3$ de circonférence. Entre les encoches, dans les limites de ces zones, se trouvent les petites dents *3*

et entre les deux zones se trouvent les grandes dents *2* de l'armature. Au centre, le rotor est percé d'un canal central *4*.

Dans les machines rapides à pôles lisses, les conducteurs et les isolants de l'enroulement d'excitation sont soumis à de grandes forces centrifuges et à des contraintes thermiques importantes. C'est pourquoi les conducteurs *1* de cet enroulement sont faits en cuivre avec addition de l'argent pour élever la résistance mécanique. La réalisation de l'isolation dépend du mode de refroidissement des enroulements.

Dans le cas du *refroidissement indirect* (fig. 51-15, *a*), l'isolation *2* entre spires est représentée par des garnitures en micanite fixées

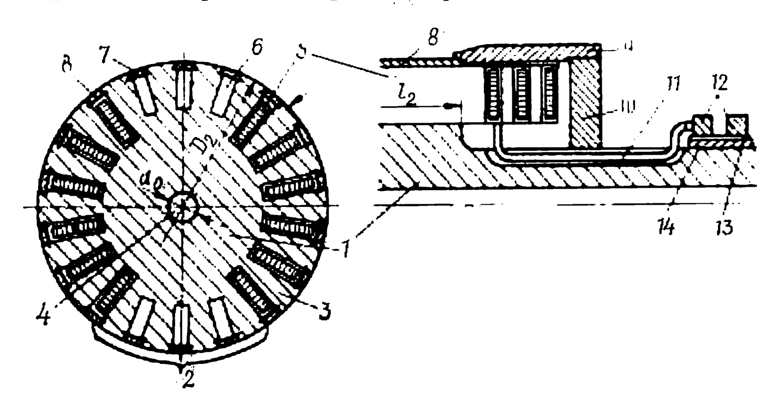


Fig. 51-14. Coupes transversale et longitudinale d'un rotor à pôles lisses :
1, culasse du circuit magnétique du rotor; *2*, grande dent de l'armature; *3*, petite dent de l'armature; *4*, canal axial de l'armature; *5*, bobine de l'enroulement d'excitation; *6*, canal axial dans la grande dent; *7*, cale magnétique de canal; *8*, cale non magnétique; *9*, anneau de frettage; *10*, anneau de centrage; *11*, connexion entre l'enroulement d'excitation et les bagues d'alimentation; *12*, bagues d'alimentation; *13*, isolation de la douille; *14*, douille de bagues d'alimentation.

avec des rubans de fibre de verre. Par rapport à la masse, les parties des bobines logées dans les encoches sont isolées par des boîtes d'encoche (douilles) *3* faites en micanite ou en tissu de verre par pressage à chaud. La douille comporte une enveloppe *4* de protection en acier. Après le placement des spires les bords de la douille sont échauffés et recourbés à recouvrement. Avant la mise en place des cales, on place dans l'encoche, au-dessus de la douille, des garnitures *5* en micanite et, directement au-dessous de la cale, une plaque d'acier *6*. Les cales *7* sont faites en duralumin présentant des propriétés mécaniques élevées.

Dans le cas du *refroidissement direct par l'hydrogène* (fig. 51-15, *b*) l'isolation des spires se trouvant dans les encoches est réalisée sous la forme des rubans *2* de tissu de verre collés sur le conducteur *1*. La douille d'encoche assurant l'isolation par rapport à la masse est en tissu de verre *3* recouvert extérieurement d'une enveloppe *4* en acier. Sur le fond de la douille on place une garniture *8* en stratifié

verre-résine présentant des canaux pour la circulation du gaz de refroidissement. Sous la cale 7 on interpose une garniture 5 en stratifié verre-résine comportant des évents pour le passage du gaz vers les canaux ou en provenance des canaux aménagés sur les surfaces latérales des parties des bobines se trouvant dans les encoches.

Les forces centrifuges dirigées radialement, qui agissent sur les parties des bobines inductrices *5* (fig. 51-14) logées dans les encoches, sont transmises par les cales *8* aux dents *2* et *3* et sont supportées par la carcasse *1* de l'armature magnétique. Les forces centrifuges s'exerçant sur les parties frontales de l'enroulement d'excitation sont transmises par des garnitures isolantes aux anneaux massifs de frettage *7* (fig. 51-12) ou *9* (fig. 51-14). Dans les petits turbo-alternateurs on utilise des anneaux de frettage *7* (fig. 51-12) en acier allié de résistance élevée qui sont séparés de l'armature magnétique par un intervalle d'air, afin de prévenir l'apparition d'un circuit magnétique fermé autour des parties frontales, et ne prennent appui que sur une bague de centrage *11* emmanchée sur la queue du rotor. Dans les gros turbo-alternateurs, on utilise des anneaux de frettage *9* (fig. 51-14) en acier non magnétique qui s'appuient tant sur les dents *2* et *3* de l'armature que sur la bague de centrage *10*.

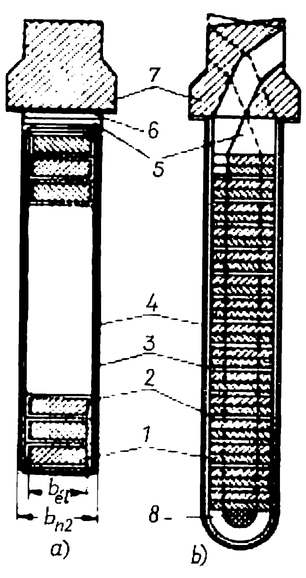


Fig. 51-15. Construction de l'isolation et fixation des enroulements d'excitation dans les machines synchrones à pôles lisses :

a, refroidissement indirect; *b*, refroidissement direct.

Le courant est amené depuis l'excitatrice *16* (fig. 51-12) aux bornes de l'enroulement d'excitation *10* par le circuit comprenant les éléments suivants: les balais de l'excitatrice, l'interrupteur automatique d'excitation, les balais *13* de l'alternateur, les bagues collectrices *19* de l'enroulement d'excitation, les barres de connexion *21*.

Le stator d'une machine synchrone à pôles lisses est conçu comme celui de la machine à pôles saillants et ne diffère de ce dernier que par les rapports entre les dimensions principales (v. plus haut). Dans les petites machines à pôles lisses, on utilise des enroulements imbriqués constitués par des bobines à plusieurs spires (généralement à deux spires) (*5* sur la fig. 51-12) alors que dans les gros turbo-alternateurs on n'utilise que des enroulements imbriqués à barres (deux barres par encoche).

La construction des enroulements à bobines et à barres est décrite au § 51-3 (v. fig. 51-6).

Le turbo-alternateur de la figure 51-12 est refroidi à l'air circulant en circuit fermé. La charge nécessaire au déplacement de l'air est

produite par un ventilateur centrifuge *12*. Le sens de mouvement de l'air est indiqué par des flèches. Les réfrigérants d'air placés à l'extérieur de la machine ne sont pas représentés sur la figure. D'après le nombre de courants de l'air chaud refoulé de la machine le système de refroidissement de la figure 51-12 est dit à deux canalisations de refoulement. Des systèmes de refroidissement plus perfectionnés utilisés dans les gros turbo-alternateurs sont examinés au chap. 62.

CHAPITRE 52

SYSTÈMES D'EXCITATION DES MACHINES SYNCHRONES

§ 52-1. Constitution d'un système d'excitation et conditions qu'il doit remplir

Pour alimenter l'enroulement d'excitation d'une machine synchrone on doit disposer d'une source de courant continu appelée excitatrice. Le plus souvent on utilise comme excitatrice une machine génératrice à courant continu (v. § 64-12) dont l'induit est couplé mécaniquement avec l'arbre de la machine synchrone.

Les systèmes d'excitation utilisant une génératrice à courant continu sont schématisés sur les figures 52-1 et 52-2, *a*. En plus de l'excitatrice elle-même, le système comporte une sous-excitatrice

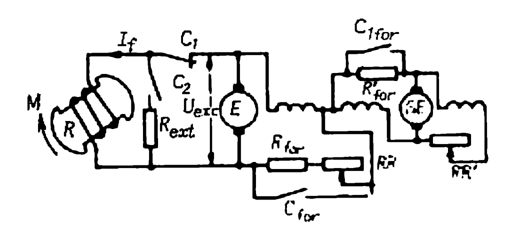


Fig. 52-1. Schéma de l'excitation d'une grosse machine synchrone par une génératrice à courant continu :

R, rotor de la machine ; *E*, excitatrice (génératrice à courant continu à excitation séparée en dérivation) ; *SE*, sous-excitatrice (génératrice à courant continu à excitation séparée) ; *RR* et *RR'*, résistances de réglage ; C_{for} et C_{1for}, contacteurs de forçage d'excitation ; R_{for} et R'_{for}, résistances mises en court-circuit lors du forçage d'excitation ; C_1 et C_2, contacts de l'interrupteur automatique d'excitation (IAE) ; R_{ext}, résistance d'extinction.

(ou excitatrice pilote) qui alimente l'enroulement d'excitation indépendant de l'excitatrice principale, des rhéostats de réglage, des contacteurs, des appareils de commande à distance, des régulateurs de tension automatiques et d'autres dispositifs.

1. Réglage du courant d'excitation. — Dans les grosses machines synchrones, le courant d'excitation I_f vaut plusieurs centaines et même milliers d'ampères. Il n'est pas donc économiquement justifiable de régler le courant d'excitation à l'aide d'un rhéostat inséré entre l'enroulement d'excitation de la machine synchrone

et l'induit de l'excitatrice car les pertes dans ce rhéostat auraient fortement compromis le rendement de la machine synchrone.

La commande du courant d'excitation s'obtient exclusivement par variation de la tension U_f de l'excitatrice. La variation du courant d'excitation est proportionnelle à celle de la tension

$$I_f = U_f/R_f.$$

Suivant le régime de fonctionnement de la machine synchrone, le système doit maintenir à un niveau stable les divers courants d'excitation et perspectivement les diverses tensions U_f fournies par l'excitatrice. Dans le schéma de la figure 52-1, faisant usage des génératrices à courant continu, le réglage de la tension de l'exci-

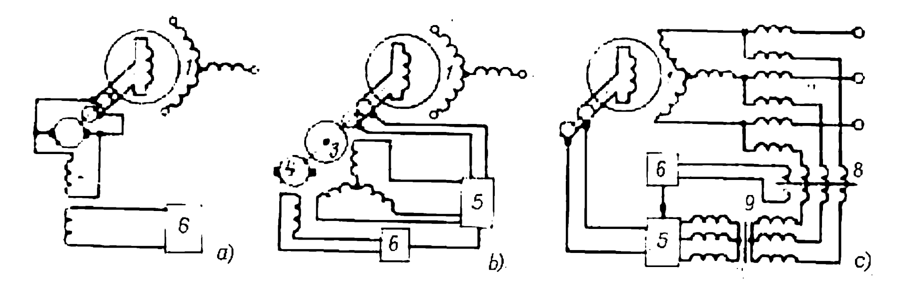


Fig. 52-2. Systèmes d'excitation des machines synchrones:
a, par excitatrice en bout d'arbre; *b*, direct avec emploi de redresseurs; *c*, système d'auto-excitation; *1*, alternateur synchrone; *2*, excitatrice à courant continu; *3*, excitateur à courant alternatif; *4*, sous-excitatrice de l'excitateur à courant alternatif; *5*, redresseur ionique ou à semi-conducteurs; *6*, régulateur d'excitation; *7*, transformateur; *8*, réactance commandée par le régulateur d'excitation; *9*, transformateur.

tatrice *E* est obtenu à l'aide des rhéostats *RR* et *RR'* placés sur le circuit de l'enroulement parallèle respectivement de l'excitatrice et de la sous-excitatrice. L'emploi de la sous-excitatrice *SE* permet d'élargir notablement l'étendue de réglage de la tension de l'excitatrice. Dans les machines synchrones moins puissantes (ainsi que dans le cas où les limites de réglage de la tension de l'excitatrice sont élargies par l'introduction de résistances non linéaires dans le circuit de son enroulement parallèle) on peut se passer de la sous-excitatrice.

2. Désexcitation des alternateurs. — Dans le système d'excitation on prévoit un dispositif spécial à l'aide duquel on peut, en cas de défaut, réduire assez rapidement le courant d'excitation jusqu'à zéro (« éteindre » le champ magnétique). L'« extinction du champ » est obtenue, tant en exploitation normale qu'en régime perturbé (par exemple en cas de courts-circuits internes dans l'enroulement statorique), à l'aide d'un *interrupteur automatique d'extinction* (IAE) qui réunit des contacteurs C_1 et C_2 et une résistance d'extinction R_{ext}. Une coupure directe du circuit d'excitation par le contacteur C_1 donnerait le plus vite le résultat voulu (courbe *1* de la figure 52-3).

Or, dans la résistance de l'arc électrique qui se produit lors de l'ouverture des contacts du contacteur C_1 serait dégagée, pendant la durée de désexcitation, toute l'énergie accumulée dans le champ magnétique d'excitation. Dans les grosses machines la valeur de cette énergie est si considérable qu'en cas de coupure directe les contacts seraient détruits. En outre une décroissance si rapide du courant d'excitation (par suite de l'introduction dans le circuit de la résistance de l'arc importante) ferait naître dans l'enroulement une f.é.m. d'auto-induction

$$e_{ext} = -L_f \frac{dI_f}{dt},$$

de valeur plusieurs fois supérieure à la tension nominale entre les bornes de l'enroulement d'excitation de sorte qu'elle pourrait endommager son isolation.

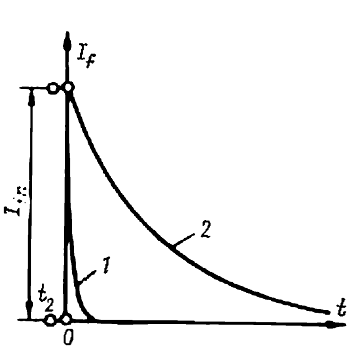


Fig. 52-3. Décroissance du courant d'excitation lors de l'extinction du champ :

1, à l'enclenchement direct du contacteur C_1 ; *2*, lors de l'extinction du champ à l'aide d'un interrupteur automatique d'excitation (IAE).

Pour éviter ces phénomènes, la désexcitation de l'alternateur à l'aide de l'interrupteur automatique d'extinction se fait dans l'ordre suivant. L'enclenchement du contacteur C_1 provoque celui du contacteur C_2 ($t = t_2$) qui ferme l'enroulement d'excitation sur la résistance d'extinction $R_{ext} \approx \approx 5R_f$. Puis ($t = 0$), le contacteur C_1 déclenche et coupe la liaison entre l'excitatrice et l'enroulement d'excitation de l'alternateur. Puisque l'énergie du champ magnétique d'excitation dans la machine synchrone elle-même reste dans ce cas inchangée, l'ouverture des contacts du contacteur C_1 se produit sans effets indésirables. Après cet instant, le courant d'excitation s'affaiblit avec une constante de temps

$$T_{f\,ext} = \frac{L_f}{R_{ext} + R_f} = \frac{R_f}{R_{ext} + R_f} T_f,$$

où $T_f = L_f/R_f$ est la constante de temps de l'enroulement d'excitation lorsque les autres enroulements sont ouverts (v. § 71-2) conformément à l'équation

$$I_f = I_{fn} e^{-t/T_{f\,ext}}$$

suivant la courbe *2* de la fig. 52-3.

La valeur de la résistance d'extinction est choisie de façon que la désexcitation soit suffisamment rapide mais sans produire des tensions inadmissibles d'après la rigidité diélectrique de l'isolation

$$u_{ext} = R_{ext} I_f = -L_f \frac{dI_f}{dt} - R_f I_f = R_f I_f \frac{R_{ext}}{R_f} = U_{fn} \frac{R_{ext}}{R_f}.$$

Pour la valeur le plus souvent recommandée de la résistance d'extinction $R_{ext} = 5R_f$, la constante de temps de désexcitation

du champ $T_{f\text{ext}} = 1/6 T_f' \approx 1$ s (dans les grosses machines); la tension u_{ext} développée sur la résistance d'extinction ne dépasse pas cinq fois la valeur nominale de la tension d'excitation.

3. Forçage d'excitation. — Pour éviter le décrochage de la machine synchrone dans le cas d'une baisse de tension du réseau (v. § 59-5) qui peut se produire dans le cas des courts-circuits situés à grande distance, on a recours au forçage d'excitation, c'est-à-dire que l'on augmente la rapidité d'établissement de son courant d'excitation. Cette opération est effectuée automatiquement par le dispositif de protection par relais de la machine qui envoie une impulsion pour l'enclenchement des contacteurs C_{for} et $C_{1\text{for}}$ (fig. 52-1). Il en résulte la mise en court-circuit des résistances de forçage R_{for} et R'_{for} ainsi que de la résistance de réglage RR si bien que la tension agissant sur l'induit de l'excitatrice croît avec une grande vitesse jusqu'à sa valeur maximale U_{fm} (fig. 52-4). Avec un retard déterminé par la constante de temps de l'enroulement d'excitation de la machine synchrone, le courant d'excitation atteint sa valeur maximale:

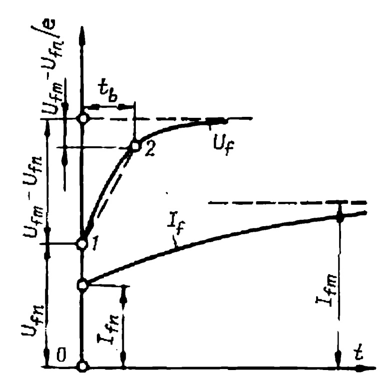


Fig. 52-4. Croissance de la tension de l'excitatrice et du courant d'excitation lors du forçage d'excitation.

$$I_{fm} = I_{fn}\frac{U_{fm}}{U_{fn}}.$$

D'après la Norme GOST 183-74, l'efficacité du forçage d'excitation est caractérisée *par le rapport de la valeur maximale établie de la tension U_{fm} fournie par l'excitatrice* à la valeur nominale de la tension d'excitation $U_{fn} = R_f I_{fn}$ ainsi que *par la vitesse nominale de croissance de la tension de l'excitatrice* (sur le tronçon du point *1* au point *2* de la figure 52-4) définie par la formule

$$\left(1-\frac{1}{e}\right)\frac{U_{fm}-U_{fn}}{U_{fn}t_{\text{exc}}}.$$

Les gros alternateurs et compensateurs (v. GOST 533-68, 5616-72, 609-75) doivent avoir le rapport de la tension limite établie à la tension nominale d'excitation au niveau de 1,8 à 2,0 et la vitesse nominale de croissance de la tension de l'excitatrice au niveau de 1,5 à 2,0 de tension nominale sur les bagues collectrices par seconde. Pour les autres machines, le rapport ne doit pas être inférieur à 1,4 et la vitesse à 0,8 de tension nominale par seconde (GOST 183-74).

§ 52-2. Classification des systèmes d'excitation

Jusqu'aux années 50, pour l'excitation des machines synchrones on utilisait presque exclusivement *des systèmes* équipés *de machines électriques* dont la constitution a été décrite au § 52-1. Dans ces

systèmes, l'excitatrice est une génératrice à courant continu à collecteur.

Dans les systèmes directs d'excitation, l'induit de l'excitatrice est accouplé directement à l'arbre de la machine synchrone (excitatrice en bout d'arbre) (v. fig. 52-2, *a* et *b*).

Dans les systèmes indirects l'excitatrice est indépendante de l'alternateur, c'est-à-dire que son rotor est entraîné par un moteur synchrone ou asynchrone alimenté depuis les barres des propres services auxiliaires de la centrale ou depuis un alternateur synchrone auxiliaire monté à l'extrémité de l'arbre de l'alternateur principal ou enfin depuis un alternateur synchrone auxiliaire spécialement installé à cet effet dans la centrale. Ces systèmes d'excitation ne diffèrent de ceux représentés par les figures 52-2, *a* et *b* que par l'accouplement du rotor de l'excitatrice à un moteur indépendant et non pas à l'arbre de l'alternateur.

D'après les Normes GOST 533-68 et 5616-72, les hydro-alternateurs et les turbo-alternateurs doivent être équipés de systèmes d'excitation directs présentant une plus haute sécurité de fonctionnement (l'emploi d'un système d'excitation indirect exige de procéder à une concertation spéciale). La puissance limite des dynamos excitatrices d'après les conditions de commutation (v. § 64-11) dépend de leur vitesse de rotation qui est en règle générale égale à celle de l'alternateur synchrone à exciter (600 kW au plus pour 3000 tr/mn). Les systèmes d'excitation par les génératrices à courant continu ne peuvent donc pas être utilisés dans les turbo-alternateurs bipolaires dont la puissance est supérieure à 100 ou 150 MW.

A partir des années 50, au fur et à mesure des développements techniques dans le domaine des redresseurs à semi-conducteurs, on commence à utiliser de plus en plus largement des *systèmes statiques d'excitation* équipés de diodes au silicium et de thyristors. Au cours des années 60 et 70, les systèmes statiques se sont substitués presque complètement aux systèmes comportant des machines électriques. Ils sont utilisés universellement non seulement dans les alternateurs et les moteurs synchrones de petite puissance mais aussi dans les gros turbo-alternateurs, hydro-alternateurs et compensateurs synchrones y compris dans des installations de puissance limite.

On distingue trois modes principaux d'excitation statique: les systèmes d'auto-excitation, les systèmes d'excitation indépendante et les systèmes d'excitation sans balais.

Dans un système d'auto-excitation (v. fig. 52-2, *c*) l'énergie nécessaire à l'excitation de la machine synchrone est prélevée à l'enroulement de l'induit, le redressement du courant alternatif obtenu depuis l'induit étant assuré par des redresseurs à semi-conducteurs commandés (thyristors). Le prélèvement d'énergie s'effectue à l'aide du transformateur *7* monté en parallèle avec l'enroulement de l'induit et du transformateur *9* monté en série avec l'enroulement de l'induit. Le transformateur *9* permet le forçage d'excitation dans le cas des

courts-circuits situés à faible distance lorsque la tension entre les bornes de l'enroulement de l'induit accuse une baisse notable.

Dans un système d'excitation indépendante (v. fig. 52-2, *b*), l'énergie nécessaire à l'alimentation de l'enroulement d'excitation est fournie par un excitateur à courant alternatif triphasé dont le rotor est monté à l'extrémité de l'arbre de l'alternateur principal. Les montages de redressement sont équipés dans ce cas de soupapes à semi-conducteurs (diodes au silicium ou thyristors) montées en pont triphasé. Pour régler l'excitation de l'alternateur on utilise à la fois la possibilité de commande des redresseurs et la variation de la tension fournie par l'excitateur.

Une des modifications du système d'excitation indépendante est représentée par un *système d'excitation* dit *sans balais* qui utilise des redresseurs à semi-conducteurs montés sur l'arbre de la machine et ne comporte aucun contact frottant. Ce système diffère de celui de la figure 52-2, *b* par le fait que l'enroulement à courant alternatif de l'excitatrice *3* est placé sur son rotor alors que le redresseur *5* alimenté depuis cet enroulement est monté sur l'arbre. L'enroulement d'excitation de l'excitatrice, placé sur son stator, est alimenté depuis la sous-excitatrice *4* ou depuis le régulateur d'excitation *6*.

CHAPITRE 53

PHÉNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES INHÉRENTS AU FONCTIONNEMENT À VIDE D'UNE MACHINE SYNCHRONE

§ 53-1. Forme de la tension et du champ magnétique en marche à vide

Le courant dans l'enroulement d'induit est nul en marche à vide. L'enroulement d'excitation parcouru par un courant I_f engendre un champ magnétique d'excitation. L'enroulement d'induit est le siège d'une f.é.m. induite E_f. La marche à vide d'une machine excitée peut être réalisée par deux procédés possibles:

a) par l'ouverture des bornes de ligne de l'enroulement d'induit (en introduisant dans le circuit de l'enroulement une résistance infiniment grande);

b) par l'introduction dans le circuit de l'enroulement d'induit d'une f.é.m. $\dot{U}_s = -\dot{E}_f$ qui compense la f.é.m. $\dot{E}_f$.

Le premier procédé est plus simple et donc utilisé presque toujours pour relever des caractéristiques à vide. Le second procédé, qui sera décrit au § 58-2, exige d'utiliser une source auxiliaire de tension alternative U_s. De plus, le courant dans l'enroulement d'induit ne s'annule complètement que si la f.é.m. E_f et la tension U_s présentent des formes parfaitement sinusoïdales.

Au cours de l'essai à vide selon le second procédé, un faible courant lié aux harmoniques supérieurs de la f.é.m. subsiste toujours dans l'enroulement d'induit. Ce courant provoque des erreurs de mesures qu'il n'est pas toujours facile d'évaluer. Dans une machine excitée fonctionnant à vide se produisent des pertes par frottement P_{fr} des parties tournantes, des pertes magnétiques P_{magn} dans l'armature de l'induit et certaines pertes électromagnétiques supplémentaires $P_{sup.v}$. Le moteur d'entraînement doit fournir à la machine synchrone une puissance mécanique sommaire de ces pertes

$$P_{fr} + P_{magn} + P_{sup.v}$$

qui constitue environ de 0,3 à 3 % de puissance totale de la machine.

Tout écart à la forme rigoureusement sinusoïdale de la tension provoque l'apparition de pertes supplémentaires, dues aux harmoniques supérieurs, qui se produisent dans tous les éléments du système électrique: les récepteurs et les sources de puissance. C'est

pourquoi la courbe de f.é.m. des alternateurs synchrones doit être aussi proche que possible de la sinusoïde.

L'écart de la forme de la courbe de tension (de courant) par rapport à la sinusoïde est évalué d'après la norme relative aux machines électriques (GOST 183-74) par le *coefficient de distorsion de sinusoïdalité d'une courbe périodique* (v. § 27-6). La même norme prescrit que le coefficient de distorsion de sinusoïdalité de la courbe de tension entre fils de ligne (en marche à vide et à tension nominale) des alternateurs triphasés à 50 Hz (y compris des alternateurs synchrones) ne doit pas être supérieur à 5 % pour des alternateurs d'une puissance supérieure à 100 kVA et à 10 % pour des alternateurs d'une puissance de 1 à 100 kVA [1].

Comme il a été indiqué au § 27-6, la f.é.m. développée dans l'enroulement d'induit est très sensiblement sinusoïdale même dans le cas où la forme du champ d'excitation n'est pas sinusoïdale. La réduction des harmoniques supérieurs contenus dans la courbe de f.é.m. s'obtient par l'emploi d'un enroulement d'induit à pas raccourci, par le placement de ses bobines dans un nombre suffisamment grand d'encoches et par le couplage de ses phases en étoile ou en triangle. Comme le montre la figure 27-10 par exemple, le champ magnétique d'excitation présentant un coefficient de distorsion de sinusoïdalité égal à 28 % provoque dans l'enroulement d'induit ($y_b = 0{,}83\tau$, $q = 2$, couplage en Y) une f.é.m. composée dont le coefficient de distorsion ne vaut que 0,7 %, ce qui est nettement inférieur à la valeur exigée par la norme. Ainsi, en partant des exigences imposées à la sinusoïdalité de la courbe de tension composée à vide, on pourrait ne pas chercher à améliorer la forme du champ d'excitation bien que cela permette de réduire davantage le coefficient de distorsion de sinusoïdalité de la f.é.m.

Les mesures ayant en vue une amélioration de la forme du champ d'excitation sont prises principalement pour réduire les harmoniques supérieurs dans ce champ lui-même, parce que sans concourir à la conversion de l'énergie, ils provoquent des pertes supplémentaires. Quand les phases de l'enroulement d'induit sont couplées en étoile, l'harmonique d'ordre ν du champ d'excitation fait subir à l'armature de l'induit une magnétisation alternative à la fréquence de 50ν en y provoquant des pertes magnétiques supplémentaires. Lorsque les phases de l'enroulement d'induit sont couplées en triangle, les harmoniques supérieurs du champ dont l'ordre est multiple de trois, font naître dans le triangle un courant de circulation de fréquence 50ν qui y provoque des pertes électriques supplémentaires. La Norme GOST 183-74 spécifie que le troisième harmonique du courant dans le triangle ne doit pas dépasser 20 % de courant nominal à puissance nominale. De plus on doit tenir compte de la saturation possible, sous l'influence des harmoniques supérieurs, de cer-

---

[1]) En charge, le coefficient de distorsion accuse une légère augmentation.

taines portions du circuit magnétique (des pièces polaires, des dents de l'induit).

Comme il a été expliqué au chap. 26, l'amélioration de la forme du champ d'excitation est obtenue dans les machines à pôles saillants et à pôles lisses par des moyens différents. Dans les machines à pôles saillants, on le fait par un choix convenable du rapport entre l'entrefer maximal δ_{max} et l'entrefer minimal δ_{min} en face du pôle (v. fig. 26-1) [1]) et dans les machines à pôles lisses, par un choix de la longueur relative favorable de la partie bobinée du pas polaire ρ (v. fig. 26-4).

La forme du champ d'excitation à vide est caractérisée par un système de coefficients k_f, k_Φ, α_δ, k_B qui dépendent de la relation entre les dimensions dans les limites d'un pas polaire (fig. 53-2).

Fig. 53-1. Détermination des coefficients du champ d'excitation.

Le facteur de forme du champ d'excitation

$$k_f = \frac{B_{\delta 1m}}{B_\delta} \qquad (53\text{-}1)$$

est égal au rapport de l'amplitude de la fondamentale de l'induction dans l'entrefer $B_{\delta\,1m}$ (fig. 53-1) à la composante radiale de l'induction sur l'axe du pôle $B_{\delta f} = B_\delta$ (dans le cas d'un champ sinusoïdal $k_f = 1$).

Le facteur de forme du flux d'excitation

$$k_\Phi = \frac{\Phi_{fm}}{\Phi_{f1m}} \qquad (53\text{-}2)$$

est égal au rapport du flux total d'induction mutuelle

$$\Phi_{fm} = \tau l_\delta B_{\delta\text{moy}} = \alpha_\delta \tau l_\delta B_\delta$$

au flux magnétique trouvé d'après la fondamentale de l'induction

$$\Phi_{f1m} = \frac{2}{\pi}\tau l_\delta B_{\delta 1m}$$

(dans le cas d'un champ sinusoïdal $k_\Phi = 1$).

Le coefficient de chevauchement polaire de calcul

$$\alpha_\delta = \frac{\Phi_{fm}}{\tau l_\delta B_\delta} = \frac{B_{\delta\text{moy}}}{B_\delta} \qquad (53\text{-}3)$$

est égal au rapport (53-2) de l'induction moyenne dans l'entrefer $B_{\delta\text{moy}}$ à l'induction sur l'axe du pôle B_δ.

Puisque

$$B_{\delta\text{moy}} = \frac{\Phi_{fm}}{\tau l_\delta}; \quad B_\delta = \frac{B_{\delta 1m}}{k_f} = \frac{\pi\Phi_{fm}}{2\tau l_\delta k_\Phi k_f},$$

[1]) Dans ce qui suit δ_{max} est désigné par δ_m et δ_{min} par δ.

le coefficient α_δ s'exprime par les facteurs k_f et k_Φ:

$$\alpha_\delta = \frac{B_{\delta moy}}{B_\delta} = \frac{2}{\pi} k_\Phi k_f \tag{53-4}$$

(dans un champ sinusoïdal $\alpha_\delta = 2/\pi$).

Le *facteur de forme* de la f.é.m. [1])

$$k_B = \frac{B_{\delta eff1}}{B_{\delta moy}} \tag{53-5}$$

est égal au rapport de la valeur efficace de l'induction fondamentale $B_{\delta eff1}$ à la valeur moyenne de l'induction dans l'entrefer $B_{\delta moy}$. Puisque

$$B_{\delta eff1} = \frac{B_{\delta 1m}}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \Phi_{fm}}{2\sqrt{2}\, k_\Phi \tau l_\delta},$$

le facteur k_B s'exprime par le facteur k_Φ:

$$k_B = \frac{B_{\delta eff1}}{B_{\delta moy}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}\, k_\Phi} \tag{53-6}$$

(dans un champ sinusoïdal $k_B = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11$).

Dans une machine à pôles lisses, les coefficients k_Φ, k_f, k_B, α_δ considérés sans tenir compte de la saturation ne dépendent que de la longueur relative de la partie bobinée du pas polaire ρ du rotor. Ayant en vue que la longueur de l'entrefer δ dans une telle machine est partout la même et en supposant les inductions proportionnelles aux f.m.m. ($B \sim F$, v. § 26-2), on peut exprimer les coefficients relatifs à l'excitation sous forme analytique.

Le facteur de forme du champ d'excitation (pour une machine à pôles lisses, sans tenir compte de la saturation) a pour expression

$$k_f = \frac{B_{\delta 1m}}{B_\delta} = \frac{F_{f1m}}{F_{fm}} = \frac{4}{\pi} k_{df} = \frac{8 \sin \frac{\rho\pi}{2}}{\pi^2 \rho}, \tag{53-7}$$

où $F_{fm} = I_f w_f$ est la f.m.m. de l'enroulement d'excitation (sur l'axe du pôle);

$F_{f1m} = \frac{4}{\pi} k_{df} F_{fm}$, l'amplitude de l'harmonique fondamental de la f.m.m. d'excitation;

$k_{df} \approx \sin \frac{\rho\pi}{2} \Big/ \left(\frac{\rho\pi}{2}\right)$, le facteur de distribution pour l'harmonique fondamental de la f.m.m.

Le coefficient de chevauchement polaire de calcul (pour une machine à pôles lisses sans tenir compte de la saturation) est donné

---

[1]) Le nom donné à ce facteur tient à ce qu'on peut à son aide (v. (53-11)) exprimer la f.é.m. d'induction mutuelle E_f par le flux total d'induction mutuelle Φ_{fm}.

par la formule suivante:

$$\alpha_\delta = \frac{B_{\delta moy}}{B_\delta} = \frac{F_{f(moy)}}{F_{fm}} = 1 - 0{,}5\rho, \tag{53-8}$$

où $F_{f(moy)} = (1 - 0{,}5\rho) F_f$ est la valeur moyenne de la f.m.m. sur le pôle, trouvée après le remplacement de la courbe de f.m.m. de forme en escalier par la courbe de f.m.m. de forme trapézoïdale (selon la figure 26-2).

Les fonctions k_f, $\alpha_\delta = f(\rho)$, ainsi que k_Φ, $k_B = f(\rho)$ calculées d'après les expressions (53-4) et (53-6) sont représentées graphiquement sur la figure 53-2. Comme le montrent les courbes de la figure 53-2, le champ a une forme proche de celle d'une sinusoïde (k_Φ et k_f diffèrent peu de l'unité) pour $\rho \approx 0{,}65$ à $0{,}75$ lorsque l'enroulement porté par le rotor lisse occupe environ 2/3 de pas polaire.

L'influence que la saturation de la couche de dents exerce sur la forme du champ d'excitation et sur les coefficients de calcul k_B et α_δ se manifeste dans une machine à pôles lisses de la même manière que dans une machine asynchrone (§ 40-2). Pour tenir compte de cette influence, on peut se servir des courbes des coefficients de correction ξ_B et $\xi_\alpha = f(k_Z)$ données sur la figure 40-2.

Les coefficients de calcul tenant compte de la saturation sont définis par les formules

$$\left.\begin{aligned} k_B &= k_{B0}\xi_B; \\ \alpha_\delta &= \alpha_{\delta 0}\xi_\alpha, \end{aligned}\right\} \tag{53-9}$$

où k_{B0}, $\alpha_{\delta 0} = f(\rho)$ sont les valeurs des coefficients sans tenir compte de la saturation ($k_Z = 1$, d'après la figure 53-2);

ξ_B, $\xi_\alpha = f(k_Z)$, les coefficients de correction d'après la figure 40-2 pour une valeur choisie du coefficient

$$k_Z = (F_\delta + F_{Z1})/F_\delta.$$

Le coefficient k_Z est choisi au cours du calcul du circuit magnétique (v. plus loin) pour chaque valeur donnée du flux Φ_{fm}, en tenant compte seulement de la tension magnétique de l'entrefer F_δ et de la tension magnétique des dents F_{Z1}. En première approximation, $k_Z = 1$. Après la détermination de k_B et α_δ on calcule par (53-6) et (53-4) les facteurs k_Φ et k_f. Ils dépendent eux aussi de la saturation du circuit magnétique (du coefficient k_Z).

Dans une machine à pôles saillants, les coefficients du champ d'excitation k_Φ, k_f, k_B, α_δ dépendent principalement du rapport de l'entrefer maximal δ_m à l'entrefer sur l'axe du pôle $\delta_{min} = \delta$ (v. fig. 53-1). Les courbes représentatives des fonctions k_Φ, k_f, k_B, $\alpha_\delta = f(\delta_m/\delta')$ trouvées d'après les spectres magnétiques pour une surface lisse de l'armature de l'induit et des rapports de dimensions ($\delta'/\tau = 0{,}03$ à $0{,}05$; $\alpha = b_p/\tau = 0{,}69$ à $0{,}72$) caractéristiques des machines à pôles saillants sont indiquées sur la figure 53-3. Dans

le cas de la surface lisse de l'induit on entend par δ' l'entrefer entre le stator et le rotor sur l'axe du pôle $\delta' = \delta$.

Le même système de coefficients (k_f, k_Φ, α_δ, k_B) peut être utilisé pour le calcul des tensions magnétiques compte tenu de la saturation pour une construction réelle de l'armature à dents et encoches sur le stator et dans l'épanouissement polaire. L'analyse du champ dans une construction réelle montre que l'influence due à la denture de l'entrefer et à la saturation des dents et de la culasse

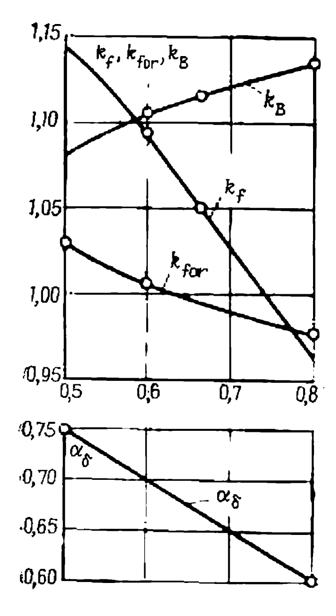


Fig. 53-2. Courbes de α_δ, k_B, k_f, $k_\Phi = f(\rho)$ d'une machine synchrone à pôles lisses.

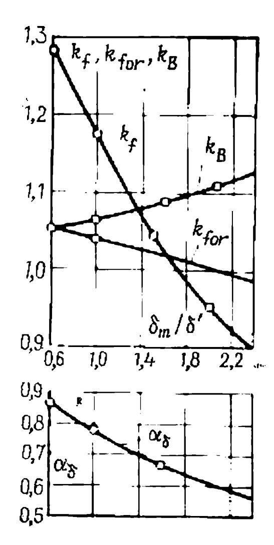


Fig. 53-3. Courbes de α_δ, k_B, k_f, $k_\Phi = f(\delta_m/\delta')$ d'une machine synchrone à pôles saillants.

du stator se manifeste par une diminution de l'induction dans la région de l'entrefer minimal (pour une f.m.m. d'excitation donnée). Dans la région des cornes polaires et dans l'espace entre les pôles, l'influence de la denture de l'entrefer et de la saturation des dents et de la culasse du stator est peu sensible. C'est pourquoi l'induction et les tensions magnétiques dans l'entrefer en cas d'une armature dentée saturée à entrefer dont les contours sont représentés en trait continu sur la figure 53-4, peuvent être déterminées pour une armature lisse non saturée équivalente à entrefer augmenté dont les contours sont dessinés dans la figure 53-4 en traits interrompus. La meilleure approximation est obtenue dans le cas où l'entrefer δ_m en regard de la corne polaire est laissé sans modification et l'entrefer sur l'axe du pôle est pris égal à

$$\delta' = \delta k_\delta k_{Za}, \qquad (53\text{-}10)$$

où k_δ est un coefficient dit d'entrefer (v. plus loin); $k_{Za} = (F_\delta + F_{Z1} + F_{a1})/F_\delta = 1{,}0$ à $1{,}4$, le coefficient de saturation.

Primitivement, on donne à k_{Za} une valeur arbitraire que l'on précise ensuite au cours du calcul du circuit magnétique (v. plus loin) en appliquant la méthode par approches successives.

Les coefficients du champ d'excitation tenant compte de la saturation et de la denture sont déterminés à l'aide des courbes de la figure 53-3 en fonction du rapport δ_m/δ', où δ' est l'entrefer équivalent défini par (53-10).

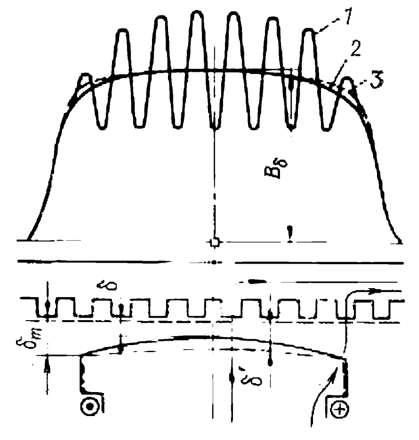


Fig. 53-4. Remplacement de l'armature dentée saturée à entrefer δ par une armature lisse non saturée équivalente à entrefer δ' :

——, surface de l'armature dentée; — — · — —, surface de l'armature lisse équivalente; *1*, induction tenant compte de la denture et de la saturation; *2*, induction moyenne dans l'entrefer; *3*, induction dans l'entrefer de l'armature équivalente à entrefer δ'.

§ 53-2. Calcul du circuit magnétique d'une machine à pôles saillants à vide

Le calcul du circuit magnétique est effectué en marche à vide pour déterminer le courant d'excitation I_f ou la f.m.m. d'excitation F_{fm} qui engendrent le champ magnétique d'induction mutuelle avec le flux $\Phi_{fm} = \Phi_m$ qui induit dans l'enroulement statorique une f.é.m. E_f de valeur donnée. Comme le champ magnétique régnant dans l'entrefer est à répartition non sinusoïdale (v. plus haut), on est amené à appliquer pour le calcul du flux magnétique la même formule (40-1) que dans les machines asynchrones:

$$\Phi_m = \Phi_{fm} = k_\Phi \Phi_{f1m} = \frac{E_f}{4k_B f_1 w_1 k_{e1}} \qquad (53\text{-}11)$$

Dans cette formule on tient compte, à l'aide du facteur k_Φ de la différence qui existe entre le flux d'induction mutuelle Φ_{fm} et le flux

$$\Phi_{f1m} = \frac{\sqrt{2}\, E_{f1}}{2\pi f_1 w_1 k_{e1}},$$

déterminé d'après le premier harmonique de l'induction. Dans ces conditions, on considère que par suite de la petitesse des carrés des harmoniques supérieurs de la f.é.m. (E_{f5}^2, E_{f7}^2) par rapport au carré de la f.é.m. fondamentale E_{f1}^2, la valeur efficace de la f.é.m.

$$E_f = \sqrt{E_{f1}^2 + E_{f5}^2 + E_{f7}^2 + \ldots}$$

ne diffère pas de la valeur efficace de l'harmonique fondamental de la f.é.m. $E_f = E_{f1}$. Le coefficient k_B intervenant dans (53-11)

s'exprime par le facteur k_Φ

$$k_B = \pi/2\sqrt{2}\, k_\Phi$$

et est calculé compte tenu de la saturation, de la forme de l'entrefer et de la f.m.m. pour chacune des valeurs données de la f.é.m. E_f. Il importe surtout d'effectuer le calcul du circuit magnétique pour deux flux caractéristiques:

1) le flux

$$\Phi_{m\text{v}} = \frac{U_\text{n}}{4k_B f_1 w_1 k_{\text{e}1}} \qquad (53\text{-}12)$$

qui correspond à la tension nominale à vide $E_f = U_\text{n}$;

2) le flux $\Phi_{m\text{n}}$ qui correspond à la f.é.m. d'induction mutuelle en charge nominale $E_f = k_E U_\text{n}$, où $k_E = E_{r\text{n}}/U_\text{n}$ est le coefficient

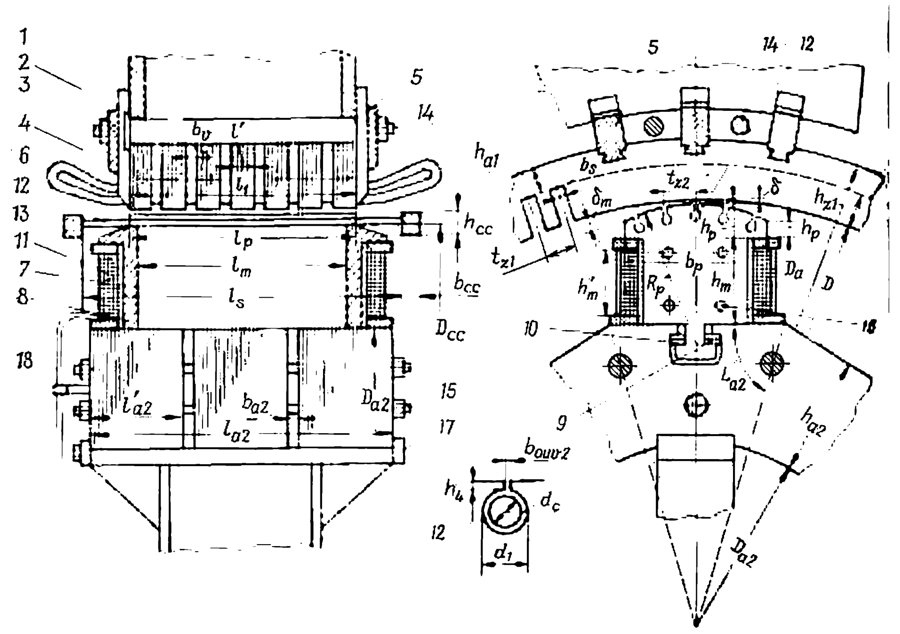


Fig. 53-5. Dimensions des parties actives d'une machine synchrone à pôles saillants :

1, bâti (carcasse du stator) ; *2*, paquet de l'armature du stator ; *3*, doigts du peigne de serrage ; *4*, plateaux de serrage ; *5*, barreau à queue pour emmanchement des segments de l'armature ; *6*, enroulement statorique ; *7*, pôle ; *8*, joue de serrage du pôle ; *9*, cales opposées ; *10*, queue du pôle (en T) ; *11*, bobine de l'enroulement d'excitation ; *12*, barre de l'enroulement amortisseur (de démarrage) ; *13*, segment (ou couronne) de court-circuit de l'enroulement amortisseur ; *14* à *16*, tiges filetées de serrage de l'armature du stator, de la culasse du rotor et du pôle ; *17*, carcasse du rotor ; *18*, connexions de sortie de l'enroulement d'excitation aboutissant aux bagues d'alimentation.

de majoration de la f.é.m. d'induction mutuelle lorsqu'on passe de la marche à vide à la marche en charge nominale (pour les alternateurs et les moteurs d'exécution ordinaire $k_E \approx 1{,}08$).

Pour pouvoir déterminer la caractéristique de magnétisation complète de la machine $\Phi_m = f(F_f)$ il suffit de faire le calcul pour les f.é.m. $E_f = 0{,}5\ U_n$; U_n ; $k_E U_n$; $1{,}2\ U_n$ et $1{,}3\ U_n$, en déterminant le flux Φ_m au moyen de (53-11).

Le circuit magnétique d'une machine synchrone à pôles saillants est représenté à la figure 53-5 ; le spectre magnétique d'une telle machine en marche à vide est donné par la figure 53-6.

La f.m.m. d'excitation F_{fm} produisant le flux Φ_m est déterminée en utilisant la loi du courant total pour la ligne médiane du champ magnétique qui comprend les portions suivantes : L_{a1} (dans la culasse du stator), h_{Z1} (dans les dents du stator), δ (dans l'entrefer), h_m (dans les noyaux des pôles), L_{a2} (dans la culasse du rotor) :

$$F_{fm} = F_\delta + F_{Z1} + F_{a1} + F_m + F_{a2}. \qquad (53\text{-}13)$$

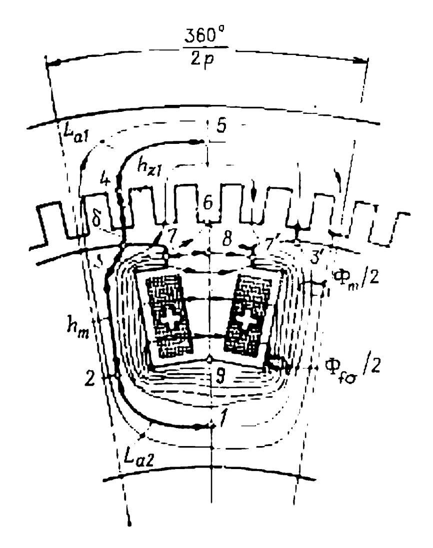


Fig. 53-6. Champ magnétique dans une machine synchrone à pôles saillants en marche à vide.

En calculant la *tension magnétique* F_δ de l'entrefer, on doit tenir compte de l'influence que son irrégularité exerce sur l'induction :

$$F_\delta = \frac{1}{\mu_0} B_\delta k_\delta \delta, \qquad (53\text{-}14)$$

où $B_\delta = \Phi_m/\alpha_\delta \tau l_\delta$ est l'induction sur l'axe du pôle ; α_δ, d'après la figure 53-3 compte tenu de la denture du stator et de la saturation, si l'on pose $\delta' = \delta k_\delta k_{Za}$ selon (53-10). Ce calcul se fait tout d'abord de façon approchée pour une valeur approximative de k_{Za}, puis d'une façon plus précise après la détermination en première approximation de F_δ, F_{Z1} et F_{a1} et la précision de k_{Za} ; $k_\delta = k_{\delta 1} k_{\delta 2}$ est le coefficient d'entrefer égal au produit de deux coefficients partiels d'entrefer : du coefficient qui tient compte de l'influence des encoches du stator

$$k_{\delta 1} = \frac{t_{Z1}}{t_{Z1} - \gamma_1 \delta}, \quad \text{où} \quad \gamma_1 = \frac{(b_e/\delta)^2}{5 + b_e/\delta};$$

et du coefficient qui tient compte de l'influence des encoches de l'enroulement amortisseur logé dans l'épanouissement polaire :

$$k_{\delta 2} = \frac{t_{Z2}}{t_{Z2} - \gamma_2 \delta}, \quad \text{où} \quad \gamma_2 = \frac{(b_{\text{ouv. }2}/\delta)^2}{5 + b_{\text{ouv. }2}/\delta}.$$

Les tensions magnétiques des dents et de la culasse du stator (F_{Z1}, F_{a1}) se calculent à l'aide des mêmes formules que dans le cas des

machines asynchrones (v. § 40-2). Après avoir calculé F_δ, F_{z1} et F_{a1}, on détermine la *tension magnétique du stator et de l'entrefer*

$$F_1 = F_\delta + F_{Z1} + F_{a1} \tag{53-15}$$

et le coefficient de saturation $k_{Za} = F_1/F_\delta$. Si ce coefficient diffère nettement de celui imposé au début du calcul pour la valeur donnée de E_f, il convient de reprendre le calcul pour des valeurs précisées de l'entrefer équivalent sous le milieu du pôle $\delta' = \delta k_\delta k_{Za}$ et des coefficients k_B et $\alpha_\delta = f(\delta_m/\delta')$.

La valeur définitive de k_{Za} obtenue par approximations successives augmente quand la valeur de E_f et le degré de saturation du circuit magnétique augmentent. En passant au calcul des *tensions magnétiques* agissant *dans la région du rotor*, on doit tenir compte du fait qu'à travers son armature se ferme non seulement le champ d'induction mutuelle couplé avec l'enroulement statorique et l'enroulement d'excitation mais aussi le champ de dispersion magnétique couplé avec l'enroulement d'excitation (fig. 53-6).

La ligne médiane du champ d'induction mutuelle passe par les points *1*, *2*, *3*, *4*, *5*. Toutes les lignes du champ d'induction mutuelle traversent l'entrefer et se disposent à l'extérieur d'une ligne en traits interrompus menée par le point *6*. Les lignes de force du champ de dispersion (par exemple la ligne passant par les points *7* et *8*) de même que les lignes du champ d'induction mutuelle, entourent les conducteurs de l'enroulement d'excitation mais elles se ferment à travers les intervalles entre les épanouissements polaires et entre les noyaux des pôles voisins. Les lignes du champ de dispersion se placent à l'intérieur de la ligne représentée en traits interrompus.

Le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ d'un pôle est la somme de deux parties égales dont l'une $\Phi_{f\sigma}/2$ se ferme à travers le pôle voisin situé à droite et l'autre à travers le pôle voisin situé à gauche. Une moitié du flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}/2$ est définie comme flux d'induction à travers la surface entre les points *6* et *9* sur la longueur de calcul l_δ de la machine. Le flux $\Phi_{f\sigma}/2$ est proportionnel au coefficient de conductivité magnétique de l'intervalle interpolaire (par unité de longueur) λ_p et à la tension magnétique entre les becs polaires voisins $F_{77'}$ (entre les points *7* et *7'*). Puisque la ligne du champ de dispersion passant par les points *7*, *8*, *7'* embrasse le courant de deux côtés de bobines $2F_{fm} = 2w_f I_f$ et comprend en plus de la portion *7*, *8*, *7'* encore le noyau du pôle et la culasse du rotor, on peut écrire

$$F_{77'} = 2(F_{fm} - F_m - F_{a2}).$$

En considérant le contour *1*, *2*, *3*, *4*, *5* qui se confond avec la ligne médiane du champ d'induction mutuelle (53-13), on remarque que

$$F_1 = F_\delta + F_{Z1} + F_{a1} = F_{fm} - F_m - F_{a2}.$$

En comparant les deux dernières équations, nous voyons que la tension magnétique $F_{77'}$ entre deux épanouissements polaires voi-

sins est égale à la tension magnétique du stator et de l'entrefer:

$$F_{77'}=2F_1=2(F_\delta+F_{z1}+F_{a1}).$$

On pourrait arriver à cette même conclusion en remarquant que $2F_1$ est égale à la tension magnétique $F_{33'}$ entre les points *3*, *3'* situés sur des épanouissements polaires voisins et ayant en vue que les potentiels magnétiques des points *3* et *7*, *3'* et *7'* sont respectivement égaux.

Le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ peut maintenant s'exprimer par la tension magnétique F_1 déjà déterminée et le coefficient de conductivité λ_p de l'intervalle interpolaire; la moitié de ce flux est

$$\frac{\Phi_{f\sigma}}{2}=\mu_0\lambda_p l_\delta F_{77'}=\mu_0\lambda_p l_\delta(2F_1).$$

Compte tenu de ce que $\lambda_{f\Phi}=4\lambda_p$ est le *coefficient de conductivité pour le flux de dispersion des pôles*, on obtient finalement:

$$\Phi_{f\sigma}=\mu_0\lambda_{f\Phi}l_\delta F_1. \qquad (53\text{-}16)$$

Le coefficient de conductivité pour le flux de dispersion des pôles $\lambda_{f\Phi}=4\lambda_p$ dépend des rapports des dimensions en hauteur et en largeur de l'intervalle interpolaire; il augmente quand la hauteur de l'épanouissement polaire h_p et la hauteur du pôle h_m augmentent et les distances entre les épanouissements polaires et les armatures des pôles voisins diminuent (v. fig. 53-6). Les formules pour le calcul de $\lambda_{f\Phi}$ sont indiquées dans les guides d'établissement de projets [13, 30]. En première approximation, le coefficient $\lambda_{f\Phi}$ peut être exprimé en fractions du coefficient de conductivité λ_δ de l'entrefer pour le flux d'induction mutuelle:

$$\lambda_{f\Phi}=k\lambda_\delta. \qquad (53\text{-}17)$$

Pour des machines à pôles saillants, le rapport de ces coefficients $k=\lambda_{f\Phi}/\lambda_\delta$ est compris entre 0,15 et 0,35 et peut être pris égal en moyenne à 0,25.

Le coefficient de conductivité de l'entrefer par unité de longueur (v. (53-14))

$$\lambda_\delta=\frac{\Phi_m}{\mu_0 l_\delta F_\delta}=\frac{\alpha_\delta\tau}{\delta k_\delta} \qquad (53\text{-}18)$$

s'exprime par les dimensions principales δ et τ de la machine.

En se donnant le rapport $k=\lambda_{f\Phi}/\lambda_\delta$, on peut exprimer le flux de dispersion des pôles $\Phi_{f\sigma}$ directement par le flux d'induction mutuelle Φ_m. On peut le faire en considérant conjointement les relations (53-16) à (53-18):

$$\Phi_{f\sigma}=kk_{Za}\Phi_m, \qquad (53\text{-}19)$$

où $k=\lambda_{f\Phi}/\lambda_\delta\approx 0{,}25$; $k_{Za}=F_1/F_\delta$ est le coefficient de saturation.

Le flux magnétique total Φ_2 à travers la base d'un pôle est égal à la somme du flux Φ_m et du flux de dispersion (fig. 53-6):

$$\Phi_2 = \Phi_m + \Phi_{f\sigma} = \sigma_f \Phi_m, \qquad (53\text{-}20)$$

où $\sigma_f = \frac{\Phi_2}{\Phi_m} = 1 + \frac{\Phi_{f\sigma}}{\Phi_m} = 1 + kk_{Za}$ est le coefficient de dispersion des pôles.

La tension magnétique du noyau de pôle est

$$F_m = h_m H_m + F_{\delta m}, \qquad (53\text{-}21)$$

où H_m est l'intensité du champ dans la section du pôle près de sa base correspondant à l'induction dans cette section $B_m = \frac{\Phi_2}{k_{mf} l'_m b_m}$ (v. [13, chap. 7]);

$l'_m \approx l_\delta$, la longueur de calcul du noyau de pôle compte tenu de son augmentation du fait de la présence des joues de serrage;

k_{mf}, le coefficient de remplissage de la section par l'acier ($k_{mf} = 0{,}95$ pour un pôle feuilleté en tôles d'acier de 1 à 2 mm d'épaisseur; $k_{mf} = 1{,}0$ pour des pôles massifs);

$F_{\delta m} = 225\ B_m^2$, la tension magnétique du joint entre le pôle et la culasse.

La tension magnétique de la culasse du rotor (v. fig. 53-6) est

$$F_{a2} \approx L_{a2} H_{a2}, \qquad (53\text{-}22)$$

où H_{a2} est la valeur maximale de l'intensité du champ dans la culasse correspondant à l'induction $B_{a2} = \frac{\Phi_2}{2k_{fa}(l_{a2} - n_{v2} b_{a2}) h_{a2}}$ (v. [13, chap. 7]);

n_{v2}, le nombre de canaux de ventilation dans la jante;

k_{fa}, le coefficient de remplissage du paquet de la culasse par l'acier ($k_{fa} = 0{,}95$ pour une culasse feuilletée; $k_{fa} = 1{,}0$ pour une culasse massive).

La tension magnétique F_2 du rotor est définie par la somme des tensions F_m et F_{a2}:

$$F_2 = F_m + F_{a2}. \qquad (53\text{-}23)$$

Le calcul du circuit magnétique pour chacune des valeurs données de la f.é.m. E_f se termine par la détermination de la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = w_f I_f$ qui fait équilibre à la somme des tensions magnétiques dans le stator, l'entrefer (F_1) et le rotor (F_2):

$$F_{fm} = w_f I_f = F_1 + F_2. \qquad (53\text{-}24)$$

Les résultats des calculs effectués pour plusieurs valeurs de la f.é.m. E_f sont représentés sous la forme de la *caractéristique à vide et des caractéristiques de magnétisation*. On appelle caractéristique à vide la courbe de la f.é.m. d'induction mutuelle E_f en fonction du courant d'excitation I_f ou de la f.m.m. d'excitation E_{fm}.

Dans la catégorie de caractéristiques de magnétisation on range la *courbe de magnétisation normale* qui traduit la fonction $\Phi_m =$

$= f\ (F_{fm})$; la courbe de magnétisation de l'armature du stator et de l'entrefer $\Phi_m = f\ (F_1)$ appelée *caractéristique de magnétisation de transfert*; la courbe de magnétisation de l'entrefer $\Phi_m = f\ (F_\delta)$; la courbe de magnétisation pour le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma} = f\ (F_1)$ et la courbe de magnétisation de l'armature du rotor $\Phi_2 = f\ (F_2)$.

Les courbes caractéristiques à vide et de magnétisation d'une machine synchrone à pôles saillants sont représentées à la figure 53-7. Lorsque l'excitation est faible, le flux d'induction mutuelle Φ_m et la f.é.m. E_f sont proportionnels à la f.m.m. F_{fm} qui se confond pratiquement avec la tension magnétique de l'entrefer F_δ. Au fur et à mesure que la saturation augmente, une partie de plus en plus

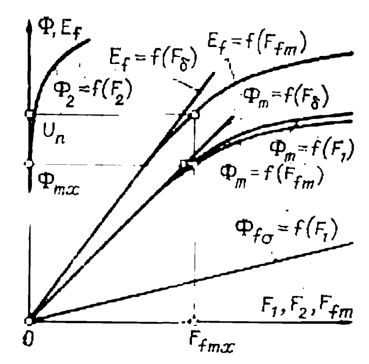


Fig. 53-7. Caractéristique à vide et caractéristiques de magnétisation d'une machine synchrone.

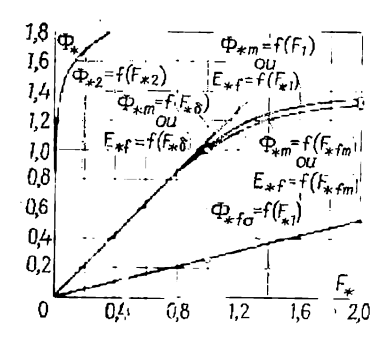


Fig. 53-8. Caractéristiques normales à vide et de magnétisation des machines synchrones à pôles saillants.

grande de la f.m.m. tombe sur les tensions magnétiques des portions ferromagnétiques du circuit $(F_{fm} - F_\delta)$. C'est surtout la tension magnétique du rotor F_2 qui accuse une croissance notable parce que dans la production du flux magnétique du rotor $\Phi_2 = \Phi_m + \Phi_{f\sigma}$ un rôle de plus en plus grand revient au flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ qui croît, lorsque l'excitation augmente, sensiblement plus vite que le flux d'induction mutuelle Φ_m (le rapport $\Phi_{f\sigma}/\Phi_m$ défini par (53-19) augmente graduellement). Il en résulte que la f.m.m. $F_{fm} = F_1 + F_2$ diffère de plus en plus de F_δ et la caractéristique $\Phi_m = f\ (F_{fm})$ s'écarte davantage de la caractéristique de magnétisation rectiligne de l'entrefer $\Phi_m = f\ (F_\delta)$.

La caractéristique à vide $E_f = f\ (F_{fm})$ a une allure analogue à celle de la courbe de magnétisation normale $\Phi_m = f\ (F_{fm})$. La caractéristique à vide et les caractéristiques de magnétisation (selon la figure 53-7) peuvent être représentées sous forme relative en prenant pour valeur de base la tension nominale U_n, le flux d'induction mutuelle

$$\Phi_{mv} = \frac{U_n}{4k_L f_1 w_1 k_{e1}},$$

correspondant à la tension nominale $E_f = U_n$ à vide et la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = F_{fmv} = w_f I_{fv}$ correspondant à la tension nominale à vide. Puis en prenant les points successifs appartenant à chacune des caractéristiques de la figure 53-7, il convient d'exprimer les valeurs des grandeurs déterminant la position de ces points en unités relatives ($E_{*f} = E_f/U_n$; $\Phi_{*m} = \Phi_m/\Phi_{mv}$; $\Phi_{*f\sigma} = \Phi_{f\sigma}/\Phi_{mv}$; $\Phi_{*2} = \Phi_2/\Phi_{mv}$; $F_{*fm} = F_{fm}/F_{fmv}$; $F_{*1} = F_1/F_{fmv}$; $F_{*\delta} = F_\delta/F_{fmv}$; $F_{*2} = F_2/F_{fmv}$) et construire ces caractéristiques sous la forme des courbes traduisant la variation de ces grandeurs en unités relatives. On voit sur la figure 53-8 que la caractéristique à vide et la caractéristique de magnétisation normale construites en unités relatives se confondent. De plus, en comparant les courbes de magnétisation de diverses machines à pôles saillants, on peut s'assurer qu'en unités relatives elles ne diffèrent pas sensiblement l'une de l'autre. Les caractéristiques à vide et de magnétisation moyennes exprimées en unités relatives des machines synchrones à pôles saillants sont appelées caractéristiques normales.

§ 53-3. Calcul du circuit magnétique d'une machine à pôles lisses à vide

Le circuit magnétique d'une machine à pôles lisses présente certaines particularités dans la seule région du rotor (fig. 53-9). Son calcul en marche à vide est analogue à celui du circuit magnétique d'une machine à pôles saillants décrit au paragraphe précédent. Le spectre magnétique d'une machine à pôles lisses à vide est représenté par la figure 53-10. Le champ résultant régnant dans la région du rotor (fig. 53-10) est représenté par la somme du champ d'induction mutuelle (fig. 53-10, *a*) et du champ de dispersion de l'enroulement d'excitation (fig. 53-10, *b*).

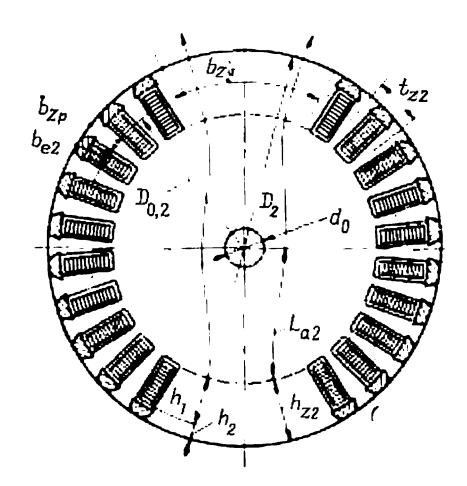


Fig. 53-9. Dimensions de la zone active du rotor d'une machine à pôles lisses.

La force magnétomotrice d'excitation F_f qui produit le flux d'induction mutuelle Φ_m est déterminée en partant de la loi du courant total pour la ligne médiane du champ magnétique passant par les points *1*, *2*, *3*, *4*, *5* et comprenant les portions L_{a1} (dans la culasse du stator), h_{Z1} (dans les dents du stator), δ (dans l'entrefer), h_{Z2} (dans les dents du rotor), L_{a2} (dans la culasse du rotor):

$$F_{fm} = F_1 + F_2, \tag{53-25}$$

où $F_1 = F_\delta + F_{Z1} + F_{a1}$ est la tension magnétique de l'armature du stator et de l'entrefer;

$F_2 = F_{Z2} + F_{a2}$, la tension magnétique du rotor.

La tension magnétique F_1 du stator et de l'entrefer et ses composantes F_δ, F_{Z1}, F_{a1} se calculent à l'aide des mêmes formules que dans les machines à pôles saillants ((53-14) et § 40-2) à la condition que les coefficients k_B et α_δ et le coefficient d'entrefer k_δ soient déterminés en tenant compte des particularités de la machine à pôles lisses.

Les coefficients k_B et α_δ peuvent être déterminés, compte tenu de la saturation, d'après le § 53-1 en se donnant au préalable le coefficient $k_Z = (F_\delta + F_{Z1})/F_\delta$. Le coefficient k_δ se calcule par la formule

$$k_\delta = k_{\delta1}k_{\delta2}\rho + k_{\delta1}(1-\rho), \qquad (53\text{-}26)$$

où $k_{\delta1}$ est défini par (53-14) et

$$k_{\delta2} = \frac{t_{Z2}}{t_{Z2} - \gamma_2\delta}; \quad \gamma_2 = \frac{(b_{e2}/\delta)^2}{5 + b_{e2}/\delta}$$

En calculant la tension magnétique F_2 du rotor et ses composantes F_{Z2}, F_{a2}, il faut (de même que dans la machine à pôles saillants) tenir compte de l'influence due aux flux de dispersion. Pour déterminer le flux Φ_2 dans la base des dents du rotor il faut ajouter au flux Φ_m trouvé d'après le spectre magnétique de la figure 53-10, *a* le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ trouvé d'après le spectre magnétique de la figure 53-10, *b*. Le flux de dispersion se calcule à l'aide des mêmes formules (53-16), (53-19) que dans les machines à pôles saillants; il est aussi proportionnel à la tension magnétique F_1 entre les points *3* et *5* qui est égale à la tension magnétique entre les points *7* et *8* (dans la figure 53-10, les points caractéristiques portent les mêmes numéros que dans la figure 53-6) et au coefficient de conductivité magnétique $\lambda_{f\Phi}$. Ce dernier dépend de la forme et du nombre d'encoches du rotor placées sur le parcours du flux de dispersion *7*, *8*, *7'* entre deux grandes dents consécutives de polarités inversées $Z_2/2p$ (sur la figure 53-10, *b*, la moitié du parcours comporte six encoches) et peut être calculé avec la formule

$$\lambda_{f\Phi} = \frac{8p}{Z_2}(\lambda_e + \lambda_t), \qquad (53\text{-}27)$$

où $\lambda_e = \frac{h_1}{2b_{e2}} + \frac{h_2}{b_{e2}}$ est le coefficient de conductivité de l'encoche du rotor pour le flux de dispersion;

$\lambda_t = 0{,}2 + \frac{\delta}{2t_{Z2}}$, le coefficient de conductivité des têtes de dents du rotor pour le flux de dispersion;

h_1 et h_2, les dimensions suivant la hauteur de l'encoche correspondant à ses parties occupées et non occupées par les conducteurs (fig. 53-9).

Le coefficient de conductivité $\lambda_{f\Phi}$ du flux de dispersion est relativement plus petit dans les machines à pôles lisses que dans les

machines à pôles saillants ; son rapport au coefficient de conductivité de l'entrefer

$$\lambda_\delta = \frac{\alpha_\delta \tau}{k_\delta \delta} = \frac{\Phi_m}{\mu_0 l_\delta F_\delta}$$

vaut ordinairement 0,035 à 0,045 et peut atteindre une valeur de 0,06 à 0,08 seulement dans les machines à refroidissement direct

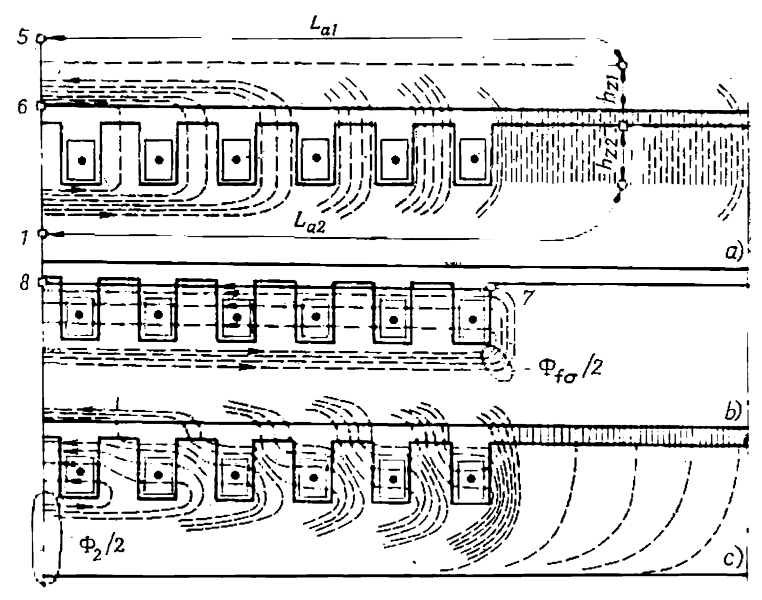


Fig. 53-10. Champ magnétique dans une machine à pôles lisses en marche à vide : *a*, champ d'induction mutuelle ; *b*, champ de dispersion ; *c*, champ résultant.

des enroulements. Pour les machines à refroidissement indirect on peut prendre comme valeur moyenne de ce rapport

$$k = \frac{\lambda_{f\Phi}}{\lambda_\delta} = 0{,}04$$

et calculer le flux de dispersion à l'aide de la relation (53-19) dans laquelle le coefficient de conductivité $\lambda_{f\Phi}$ ne figure pas.

L'induction B_{z2} dans les dents du rotor est déterminée dans leur section de calcul qui correspond à une surface de diamètre

$$D_{0,2} = D_2 - 2h_{z2} + 2\cdot 0{,}2\, h_{z2},$$

qui se situe à la distance de 0,2 h_{z2} des bases des dents. Dans ce calcul il faut avoir en vue que la section de calcul (fig. 53-9)

$$S_{zg} = \frac{(1-\rho)\,\pi D_{0,2}}{2p}\, l_2 = b_{zg} l_2$$

des grandes dents se trouvant dans la zone de fortes inductions est utilisée en totalité pour la conduction du flux. En même temps la section totale des petites dents $\frac{Z_2}{2p} l_2 b_{Zp}$ réparties dans la zone de faibles inductions est peu utilisée. Pour la conduction du flux n'est utilisée qu'une partie de la section totale des petites dents appelée section de calcul de ces dents et définie par la formule

$$S_{Zp} = \frac{Z_2}{2p} l_2 b_{Zp} (0,715\rho),$$

où $b_{Zp} = \frac{\pi D_{0,2}\rho}{Z_2} - b_{e2}$;

Z_2, le nombre d'encoches du rotor.

La tension magnétique des dents du rotor est

$$F_{Z2} = h_{Z2} H_{Z2}, \tag{53-28}$$

où H_{Z2} est l'intensité du champ dans la section de calcul des dents du rotor $S_Z = S_{Zg} + S_{Zp}$ correspondant à l'induction dans cette section;

$B_{Z2} = \Phi_2 / S_Z$ (v. [13]).

Note. Dans le cas de fortes inductions $B_{Z2} > 1,8$ T il faut tenir compte de l'inégale répartition du flux déplacé depuis les dents vers les encoches, en introduisant à cet effet le coefficient

$$k_{e.v} = \frac{\pi D_{0,2} l_2 (1 - \rho + 0,715\rho^2)}{2pS_Z} - 1$$

(les réseaux de caractéristiques de magnétisation des pièces forgées du rotor sont donnés pour différentes valeurs de $k_{e.v}$ dans [13]).

La tension magnétique de la culasse du rotor est

$$F_{a2} = L_{a2} H_{a2}, \tag{53-29}$$

où $L_{a2} = \frac{D_2 - 2h_{Z2}}{2} \sin\frac{\pi}{2p}$ ou d'après la figure 53-9;

H_{a2}, l'intensité maximale du champ dans la culasse correspondant à l'induction

$$B_{a2} = \frac{\Phi_2}{l_2 (D_2 - 2h_{Z2} - d_0)}$$

(v. [13, chap. 7]).

La tension magnétique du rotor est

$$F_2 = F_{Z2} + F_{a2}. \tag{53-30}$$

Le calcul du circuit magnétique pour chacune des valeurs données de la f.é.m. E_f se termine par la détermination de la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = w_f I_f$ qui fait équilibre à la somme des tensions magnétiques dans le stator, l'entrefer (F_1) et dans le rotor (F_2):

$$F_{fm} = w_f I_f = F_1 + F_2. \tag{53-31}$$

De même que dans le cas des machines à pôles saillants, les résultats du calcul du circuit magnétique de la machine à pôles lisses sont représentés sous la forme de la caractéristique à vide

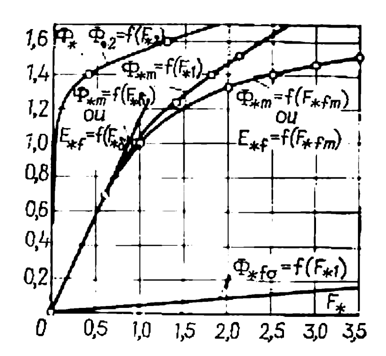


Fig. 53-11. Caractéristiques normales à vide et de magnétisation des machines synchrones à pôles lisses.

et des caractéristiques de magnétisation conçues tant en unités absolues (comme sur la figure 53-7) qu'en unités relatives (comme sur la figure 53-8).

Les caractéristiques de diverses machines à pôles lisses construites en unités relatives ne diffèrent que très peu l'une de l'autre de sorte que si les caractéristiques d'une machine concrète ne sont pas disponibles, on peut utiliser pour le calcul des caractéristiques à vide et de magnétisation moyennes appelées caractéristiques normales qui sont représentées à la figure 53-11.

CHAPITRE 54

FORCE MAGNÉTOMOTRICE, CHAMP MAGNÉTIQUE, FORCE ÉLECTROMOTRICE ET PARAMÈTRES DE L'ENROULEMENT D'INDUIT

§ 54-1. Force magnétomotrice de l'induit et ses composantes longitudinale et transversale

Dans une machine synchrone en charge, le champ magnétique est produit par le courant de l'enroulement d'excitation et le système équilibré de courants circulant dans l'enroulement polyphasé (généralement triphasé, $m_1 = 3$). Le plus grand rôle dans le phénomène de conversion de l'énergie dans la machine revient au champ d'induction mutuelle qui correspond à l'onde fondamentale de l'induction dans l'entrefer.

Le champ d'induction mutuelle est créé par la f.m.m. de l'enroulement d'excitation de valeur maximale $F_{fm} = w_f I_f$ et la f.m.m. fondamentale de l'enroulement d'induit (v. § 25-4) de valeur maximale

$$F_{ar} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} m_1 \frac{I w_1 k_{e1}}{p}. \tag{54-1}$$

Supposons d'abord que le circuit magnétique de la machine ne soit pas saturé, en admettant que la perméabilité magnétique relative des portions ferromagnétiques du circuit est infiniment grande ($\mu_{rf} = \infty$). Dans cette hypothèse, la réluctance du circuit ne comporte qu'une seule composante constante qui est la résistance magnétique de l'entrefer. Le circuit magnétique de la machine peut être considéré comme linéaire et le champ d'induction mutuelle peut être représenté par la somme des champs plus simples: du champ dû à la f.m.m. F_{fm} de l'enroulement d'excitation et du champ produit par la f.m.m. F_a de l'enroulement d'induit.

Le champ engendré par la f.m.m. d'excitation F_{fm} a été étudié à l'examen de la marche à vide (v. chap. 53). Pour $\mu_{rf} = \infty$, les tensions magnétiques des portions ferromagnétiques du circuit sont nulles ($F_{a1} = F_{z1} = F_m = F_{z2} = F_{a2} = 0$) de sorte que la f.m.m. d'excitation ne compense que la tension magnétique agissant sur l'entrefer ($F_{fm} = F_\delta$); le flux magnétique d'excitation $\Phi_{fm} = \Phi_m$ et la f.é.m. d'excitation E_f peuvent être déterminés d'après les parties linéarisées des caractéristiques de magnétisation et à vide ($\Phi_m = f(F_\delta)$ et $E_f = f(F_\delta)$) représentées à la figure 53-7.

Sur le diagramme de la figure 54-1 représenté dans le plan complexe du modèle bipolaire de la machine synchrone triphasée, les sens des valeurs complexes de la f.m.m. d'excitation $\dot{F}_{fm}$ et du flux d'excitation $\dot{\Phi}_{fm}$ sont déterminés par le courant $\dot{I}_f$ qui parcourt l'enroulement d'excitation. La force électromotrice d'excitation $\dot{E}_f$ que fait naître dans l'enroulement d'induit le champ d'excitation est déphasée en arrière de l'angle $\pi/2$ sur le flux d'excitation $\dot{\Phi}_{fm}$.

La force magnétomotrice $\dot{F}_{am}$ de l'induit a même sens que le courant $\dot{I}$ dans l'induit (v. § 25-4) dont l'amplitude et le déphasage

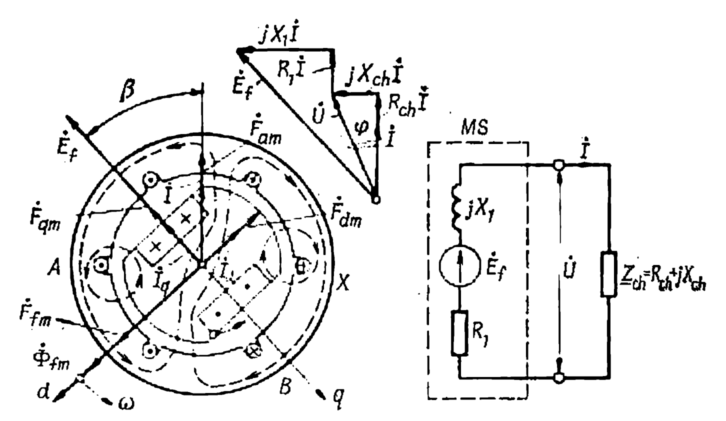


Fig. 54-1. Champ magnétique produit par la f.m.m. de l'enroulement d'induit en charge.

par rapport à la f.é.m. $\dot{E}_f$ dépendent de la charge de la machine. Suivant le régime de fonctionnement de la machine et la charge en ce régime, l'angle β entre la f.é.m. $\dot{E}_f$ et le courant $\dot{I}$ (ou la f.m.m. $\dot{F}_{am}$) peut prendre toute valeur comprise entre 0 et 2π.

Dans une machine à pôles lisses, la détermination du champ magnétique engendré par une f.m.m. F_{am} de direction quelconque ne cause pas de difficultés puisque l'entrefer entre le rotor et le stator est partout le même (le champ est déterminé de la même manière que dans la machine asynchrone). Dans une machine à pôles saillants, le champ produit par une f.m.m. F_{am} dont l'orientation est caractérisée par l'angle β de valeur quelconque, est assez compliqué (fig. 54-1). Le calcul du champ de l'induit se trouve considérablement simplifié si ce champ est considéré comme la somme de deux champs dus aux composantes de la f.m.m. $\dot{F}_{am}$ agissant suivant deux axes perpendiculaires entre eux du rotor-modèle: l'axe longitudinal ou direct d qui est confondu avec l'axe des pôles et dirigé suivant la f.m.m. $\dot{F}_{fm}$ et l'axe transversal ou en quadrature q qui

se confond avec l'axe de l'intervalle interpolaire et avance de l'angle électrique $\pi/2$ sur l'axe d. La décomposition de la f.m.m. $\dot{F}_{am}$ en une composante longitudinale $\dot{F}_{dm}$ et une composante transversale $\dot{F}_{qm}$ est montrée à la figure 54-1. Les amplitudes de ces composantes ont pour valeurs

$$\left.\begin{aligned} F_{dm} &= F_{am}|\sin\beta|; \\ F_{qm} &= F_{am}|\cos\beta|. \end{aligned}\right\} \tag{54-2}$$

En comparant les expressions (54-1) et (54-2), on peut voir que les composantes de la f.m.m. F_{am} peuvent se concevoir comme engendrées respectivement par un système longitudinal de courants de valeur efficace $I_d = I \mid \sin\beta \mid$ et un système transversal de courants de valeur efficace $I_q = I \mid \cos\beta \mid$:

$$\left.\begin{aligned} \dot{F}_{dm} &= \frac{\sqrt{2}}{\pi} m_1 \frac{\dot{I}_d w_1 k_{e1}}{p}; \\ \dot{F}_{qm} &= \frac{\sqrt{2}}{\pi} m_1 \frac{\dot{I}_q w_1 k_{e1}}{p}. \end{aligned}\right\} \tag{54-3}$$

§ 54-2. Force magnétomotrice de l'induit pour différentes charges en marche en alternateur

Etudions le fonctionnement d'une machine synchrone en générateur, lorsque l'enroulement de son induit est branché sur une *charge équilibrée* dont toutes les phases présentent des impédances identiques $\underline{Z}_{ch} = R_{ch} + jX_{ch}$. Proposons-nous d'examiner la variation de la f.m.m. F_{am} de l'induit et de ses composantes longitudinale et transversale F_{dm} et F_{qm} en fonction de la charge.

Le schéma équivalent d'une machine non saturée fonctionnant à ce régime est représenté par la figure 54-1. Le courant $\dot{I}$ qui circule dans l'enroulement de l'induit sous l'action de la f.é.m. d'excitation $\dot{E}_f$ dépend non seulement de l'impédance de charge $\underline{Z}_{ch}$ mais aussi de l'impédance propre d'une phase de l'enroulement $\underline{R}_1 + jX_1$

$$\left.\begin{aligned} \dot{I} &= \frac{\dot{E}_f}{(R_1+R_{ch})+j(X_1+X_{ch})}; \\ I &= \frac{E_f}{\sqrt{(R_1+R_{ch})^2+(X_1+X_{ch})^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{54-4}$$

L'angle β dépend du rapport de la composante réactive de l'impédance du schéma à sa composante active:

$$\beta = \operatorname{arctg}\frac{X_1+X_{ch}}{R_1+R_{ch}}. \tag{54-5}$$

Dans ces équations, la réactance inductive X_1 de l'enroulement d'induit est égale à la somme de la réactance de fuites X_σ et de la

réactance inductive principale X_a liée au champ d'induction mutuelle de l'induit. Dans une machine à pôles lisses et donc à entrefer régulier, la réactance X_a se calcule de la même manière que dans une machine asynchrone (v. § 28-5). Dans une machine à pôles saillants, la réactance X_a dépend de la position de la f.m.m. F_a par rapport aux axes des pôles (v. plus loin § 54-5). R_1 est la résistance effective d'une phase de l'induit.

Le calcul de R_1 dans une machine à pôles lisses se fait de la même manière que dans une machine asynchrone (v. § 31-2); les particularités de ce calcul dans le cas d'une machine à pôles saillants sont exposées au § 54-5.

Comme le montre le diagramme des tensions construit sur la figure 54-1, l'angle β diffère dans le cas général de l'angle φ entre le courant $\dot{I}$ et la tension $\dot{U} = \underline{Z}_{ch}\dot{I}$ aux bornes de la machine qui ne dépend que de l'impédance de charge.

Fig. 54-2. Champ magnétique et f.m.m. de l'induit pour des charges caractéristiques :

a, champ et f.m.m. dus au courant transversal dans l'induit; b, champ et f.m.m. dus au courant longitudinal démagnétisant; c, champ et f.m.m. dus au courant longitudinal magnétisant.

1. **Charge purement inductive.**— Lorsque le circuit de débit de la machine est purement inductif (fig. 54-2, *b*), c'est-à-dire lorsque $\underline{Z}_{ch} = jX_{ch}$, $R_{ch} = 0$ et $X_{ch} > 0$ et la résistance effective propre R_1 d'une phase est petite par rapport à la réactance $X_1 + X_{ch}$, le courant $\dot{I}$ est *déphasé en arrière* de l'angle $\beta = \text{arctg}\,\infty = +\pi/2$ sur la f.é.m. $\dot{E}_f$ et dirigé le long de l'axe longitudinal:

$$I_d = I \sin \beta = I; \quad I_q = I \cos \beta = 0.$$

La force magnétomotrice de l'induit $F_{am} = F_{dm}$ et le champ magnétique produit par le système de courants longitudinaux $I = I_d$ sont dirigés dans le sens opposé à la f.m.m. d'excitation F_{fm} et donc affaiblissent le champ d'excitation. Ainsi, lorsque la machine débite dans une charge purement inductive, son enroulement d'induit est parcouru par un système de courants longitudinaux démagnétisants $\dot{I}_d$.

2. Charge purement capacitive. — La machine débite dans une charge capacitive (par rapport à la f.é.m. E_f) lorsque son enroulement d'induit est branché sur un système équilibré de capacités C d'impédance $\underline{Z}_{ch} = jX_{ch}$ choisies de manière que la réactance d'induction $X_{ch} = -X_C = -1/\omega C < 0$ est en valeur absolue supérieure à la réactance d'induction propre X_1 de l'induit, c'est-à-dire que $X_C = |X_{ch}| > X_1$ et $X_1 + X_{ch} = X_1 - X_C < 0$.

En charge capacitive (fig. 54-2, *c*), dans le cas où la résistance propre R_1 d'une phase est petite devant la réactance $|X_{ch} + X_1|$ l'angle entre le courant d'induit $\dot{I}$ et la f.é.m. $\dot{E}_f$ est

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{X_{ch}+X_1}{R+R_1} = \operatorname{arctg}(-\infty) = -\pi/2.$$

Ceci signifie que le courant d'induit $\dot{I}$ est *déphasé en avant* de l'angle β sur la f.é.m. $\dot{E}_f$ et donc dirigé suivant l'axe longitudinal:

$$I_d = I\,|\sin\beta| = I;$$
$$I_q = I\,|\cos\beta| = 0.$$

Dans ces conditions, *la f.m.m. de l'induit $F_{am} = F_{dm}$ et le champ magnétique dû au système de courants longitudinaux $I = I_d$ ont même sens que la f.m.m. d'excitation F_{fm} et donc renforcent le champ d'excitation.* Ainsi, *lorsque la machine débite dans une charge capacitive, son enroulement d'induit est parcouru par un système de courants longitudinaux magnétisants I_d.*

3. Charge purement résistive. — Par cette charge à l'égard de la f.é.m. d'excitation $\dot{E}_f$ on entend une charge à laquelle le courant d'induit $\dot{I}$ est en phase avec la f.é.m. $\dot{E}_f$ et par suite l'angle $\beta = 0$ (fig. 54-2, *a*). En pratique, un tel régime peut être réalisé si l'enroulement d'induit est branché sur un système équilibré d'impédances présentant des résistances et des capacités $\underline{Z}_{ch} = R_{ch} + jX_{ch}$ (où $X_{ch} = -X_C = -1/\omega C$) choisies de façon que $X_1 = X_C$ et la réactance globale du circuit $X_1 + X_{ch} = X_1 - X_C$ s'annule (v. diagramme des tensions de la figure 54-2, *a* construit en négligeant la résistance R_1). Avec une telle charge l'angle entre le courant $\dot{I}$ dans l'induit et la f.é.m. $\dot{E}_f$ est

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{X_{ch}+X_1}{R_{ch}} = \operatorname{arctg} 0 = 0;$$

et le courant d'induit est dirigé le long de l'axe transversal

$$I_q = I\cos\beta = I;$$
$$I_d = I\sin\beta = 0.$$

Le champ magnétique de l'induit engendré par la f.m.m. de l'induit $F_a = F_q$ est dans ce cas un champ *transversal.* Ce champ

rencontre sur son trajet un entrefer beaucoup plus grand que l'entrefer traversé par le champ longitudinal. *En s'ajoutant au champ d'excitation, le champ transversal augmente légèrement le champ résultant et le fait dévier de l'axe longitudinal.*

§ 54-3. Champ d'induction mutuelle et f.é.m. produite par les courants dans l'enroulement d'induit

Si l'on ne tient pas compte de la saturation (dans l'hypothèse $\mu_{rf} = \infty$), le champ magnétique produit par les courants I traversant l'enroulement de l'induit peut être considéré séparément du champ d'excitation.

Dans une machine à pôles lisses à entrefer régulier δ, le champ magnétique de l'induit régnant dans l'entrefer a une forme qui est celle de l'onde fondamentale de la f.m.m. F_{am} de l'induit. L'induction dans l'entrefer est à répartition sinusoïdale (v. § 25-5) et sa valeur maximale est $B_{\delta 1m} = \mu_0 F_{am}/\delta k_\delta$. L'enroulement de l'induit est embrassé par le flux d'induction mutuelle

$$\Phi_m = \frac{2}{\pi} \tau l_\delta B_{\delta 1m}, \tag{54-6}$$

si bien que le flux total couplé avec une phase de l'enroulement d'induit a pour valeur

$$\Psi_{am} = w_1 k_{e1} \Phi_m. \tag{54-7}$$

Le champ d'induction mutuelle fait naître dans l'enroulement de l'induit une f.é.m.

$$\dot{E}_a = -j \frac{\omega \dot{\Psi}_{am}}{\sqrt{2}}, \tag{54-8}$$

qui est déphasée en arrière de $\pi/2$ sur les grandeurs $\dot{\Psi}_{am}$, $\dot{\Phi}_m$, $\dot{B}_\delta$, $\dot{F}_a$ et $\dot{I}$ qui sont en phase entre elles.

Dans une machine à pôles saillants, le champ d'induction mutuelle engendré par le courant d'induit $\dot{I}$ est, pour une valeur quelconque de l'angle β, très compliqué (v. fig. 54-1). C'est pourquoi, on convient de le considérer comme la somme de deux champs plus simples : du champ d'induction mutuelle produit par la composante longitudinale du courant I_d et du champ d'induction mutuelle engendrée par la composante transversale du courant I_q.

1. Champ d'induction mutuelle et f.é.m. dus à la composante longitudinale du courant. — Le système de courants longitudinaux I_d qui parcourent l'enroulement d'induit (d'après la figure 54-2, *b* ou *c*) crée une f.m.m. de valeur maximale F_{dm} à répartition sinusoïdale. Le champ d'induction mutuelle dû à cette f.m.m. peut être déterminé soit par des méthodes numériques, soit par la méthode de la simulation mathématique. Comme on le voit sur la figure 54-3, *a*, la répartition de la composante radiale de l'induction dans l'entrefer est non sinusoïdale.

Le rapport de l'induction fondamentale B_{ad1m} engendrée par la f.m.m. longitudinale de l'induit à la valeur maximale B_{adm} produite par cette f.m.m., déterminée pour un entrefer régulier δ et figuré en traits interrompus (54-9), porte le nom de *facteur de forme du champ suivant l'axe longitudinal*

$$k_d = \frac{B_{ad1m}}{B_{adm}}, \quad (54\text{-}9)$$

où $B_{adm} = \mu_0 F_{dm}/\delta$.

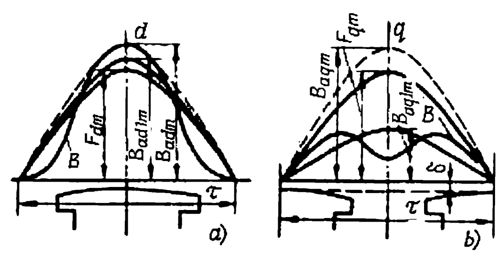


Fig. 54-3. Champs magnétiques produits par les systèmes longitudinal (*a*) et transversal (*b*) de courants dans l'enroulement d'induit.

Le facteur k_d qui permet de calculer facilement la valeur de B_{ad1m}, si l'on connaît B_{adm}, dépend principalement du rapport de l'entrefer maximal δ_m à l'entrefer minimal δ (fig. 54-3, *a*). Les courbes traduisant les fonctions $k_d = f(\delta_m/\delta'$ et $\delta'/\tau)$ déterminées d'après les spectres magnétiques pour une surface lisse de l'armature magnétique de l'induit et des dimensions relatives de l'épanouissement polaire ($\alpha = b_p/\tau = 0{,}69$ à $0{,}72$) caractéristiques pour des machines à pôles saillants, sont données à la figure 54-4. Dans le cas où l'armature de l'induit est à surface lisse, on entend par δ' l'entrefer entre le stator et le rotor dans l'axe du pôle $\delta' = \delta$.

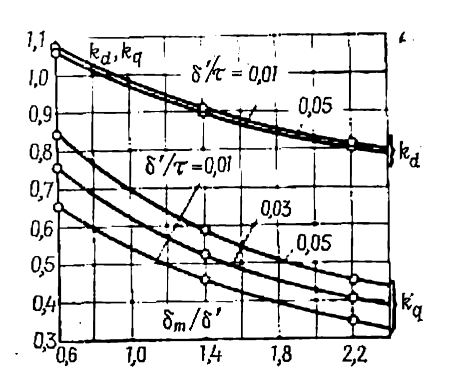


Fig. 54-4. Facteurs de forme du champ suivant les axes longitudinal (k_d) et transversal (k_q).

Il faut tenir compte de l'influence des encoches que présentent l'armature de l'induit et l'épanouissement polaire, on doit prendre $\delta' = \delta k_\delta$ et $\delta_m/\delta' = \delta_m/k_\delta\delta$ (pour le calcul de k_f, k_Φ, etc., v. § 53-1).

Quand on a déterminé le facteur k_d à l'aide des courbes de la figure 54-4, il n'est pas difficile de calculer le flux d'induction mutuelle correspondant au courant I_d

$$\Phi_{adm} = \frac{2}{\pi} \tau l_\delta B_{ad1m} = \frac{2}{\pi} \tau l_\delta k_d B_{adm}, \quad (54\text{-}10)$$

où $B_{adm} = \mu_0 F_{dm}/\delta k_\delta$.

Ce flux total couplé avec une phase de l'enroulement d'induit a pour valeur

$$\Psi_{adm} = w_1 k_{e1} \Phi_{adm} \quad (54\text{-}11)$$

et la f.é.m. d'induction mutuelle qu'il engendre dans une phase est

$$\dot{E}_{ad} = -j\frac{\omega\dot{\Psi}_{adm}}{\sqrt{2}}. \qquad (54\text{-}12)$$

2. Champ d'induction mutuelle et f.é.m. dus à la composante transversale du courant. — Le champ d'induction mutuelle produit par le système de courants transversaux I_{qm} circulant dans l'enroulement d'induit (d'après la figure 54-2, *a*) présente lui aussi une forme non sinusoïdale. Comme on le voit sur la figure 54-3, *b*, la composante radiale de l'induction B régnant dans l'intervalle entre les épanouissements polaires est fortement affaiblie par rapport à l'induction qui serait obtenue (traits interrompus) si l'entrefer δ était régulier.

Le flux d'induction mutuelle dû à la f.m.m. transversale se calcule à l'aide du *facteur de forme du champ suivant l'axe transversal* k_q qui est défini par le rapport *de l'induction fondamentale* B_{aq1m} produite par la f.m.m. transversale à la valeur maximale de l'induction B_{aqm} due à cette f.m.m., définie pour un entrefer δ régulier et figuré en traits interrompus:

$$k_q = \frac{B_{aq1m}}{B_{aqm}}, \qquad (54\text{-}13)$$

où $B_{aqm} = \mu_0 F_{qm}/\delta$.

Les courbes traduisant les fonctions $k_q = f$ (δ_m/δ' et δ'/τ) déterminées d'après les spectres magnétiques pour une surface lisse de l'armature de l'induit sont indiquées sur la figure 54-4. Comme on a dit plus haut, dans le cas de la surface lisse de l'induit $\delta' = \delta$, et pour tenir compte de l'influence des encoches il faut poser $\delta' = \delta k_\delta$. Après avoir déterminé le facteur k_q à l'aide des courbes de la figure 54-4, il est facile de calculer le flux d'induction mutuelle correspondant au courant I_q

$$\Phi_{aqm} = \frac{2}{\pi}\tau l_\delta B_{aq1m} = \frac{2}{\pi}\tau l_\delta k_q B_{aqm}, \qquad (54\text{-}14)$$

où $B_{aqm} = \mu_0 F_{qm}/\delta k_\delta$.

Le flux total couplé avec une phase de l'enroulement d'induit

$$\Psi_{aqm} = w_1 k_{e1} \Phi_{aqm} \qquad (54\text{-}15)$$

y fait naître une f.é.m. d'induction mutuelle

$$\dot{E}_{aq} = -j\frac{\omega\dot{\Psi}_{aqm}}{\sqrt{2}}. \qquad (54\text{-}16)$$

§ 54-4. Force magnétomotrice équivalente de l'enroulement d'induit dans une machine non saturée

La forme de la f.m.m. F_{am} de l'enroulement d'induit et celle de ses composantes longitudinale F_{dm} et transversale F_{qm} diffèrent de la forme de la f.m.m. F_f produite par l'enroulement d'excitation.

La répartition spatiale (sur la surface) de la force magnétomotrice de l'induit est sinusoïdale alors que celle de la f.m.m. d'excitation diffère nettement de la répartition sinusoïdale. Cette circonstance rend difficile la composition des f.m.m. d'induit et d'excitation. Aussi, pour simplifier les calculs, remplace-t-on les f.m.m. sinusoïdales de l'induit par des f.m.m. équivalentes de l'enroulement d'excitation choisies de manière à assurer la conservation des ondes fondamentales de l'induction dans l'entrefer et des f.é.m. induites dans l'enroulement de l'induit.

La f.m.m. longitudinale F_{dm} de l'induit qui engendre un champ dont la fondamentale de l'induction $B_{ad1m} = k_d B_{adm} = k_d \mu_0 F_{dm}/\delta k_\delta$ est remplacée par la f.m.m. $F_{fm} = F_{adm}$ de l'enroulement d'excitation qui produit un champ ayant la même fondamentale de l'induction $B_{\delta 1m} = k_f \mu_0 F_{adm}/\delta k_\delta = B_{ad1m}$ (v. § 53-1) d'où l'on obtient *la f.m.m. de l'enroulement d'excitation équivalente à la f.m.m. longitudinale de l'induit*

$$F_{adm} = k_{ad} F_{dm}, \tag{54-17}$$

où $k_{ad} = k_d/k_f$ est le *coefficient de réaction longitudinale de l'induit* déterminé à l'aide des courbes de la figure 54-4 pour k_d et de la figure 53-3 pour k_f.

D'une manière analogue, *la f.m.m. de l'enroulement d'excitation équivalente à la f.m.m. transversale* est

$$F_{aqm} = k_{aq} F_{qm}, \tag{54-18}$$

où $k_{aq} = k_q/k_f$ est le *coefficient de réaction transversale de l'induit* déterminé à l'aide des courbes de la figure 54-4 pour k_q et de la figure 53-3 pour k_f.

Dans une machine à pôles lisses, la f.m.m. F_{am} de l'induit qui engendre un champ dont la fondamentale de l'induction $B_{a1m} = \mu_0 F_{am}/\delta k_\delta$, est remplacée par la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = F_{afm}$ qui produit un champ ayant la même fondamentale de l'induction

$$B_{\delta f1m} = k_f \mu_0 F_{afm}/\delta k_\delta = B_{a1m},$$

d'où l'on obtient *la f.m.m. de l'enroulement d'excitation équivalente à la f.m.m. de l'induit* (dans une machine à pôles lisses)

$$F_{afm} = k_a F_{am} = F_{am}/k_f, \tag{54-19}$$

où $k_a = 1/k_f$ est le *coefficient de réaction de l'induit* déterminé à l'aide des courbes de la figure 53-3.

En substituant aux f.m.m. F_{dm}, F_{qm}, F_{am} les f.m.m. F_{adm}, F_{aqm}, F_{afm} il faut avoir en vue que *la direction des axes de ces f.m.m. dans le diagramme spatio-temporel reste inchangée.*

L'introduction des f.m.m. d'excitation équivalentes F_{adm}, F_{aqm} (dans une machine à pôles saillants) et F_{afm} (dans une machine à pôles lisses) permet de déterminer les f.é.m. d'induction mutuelle

E_{ad}, E_{aq} et E_a développées par les courants I_d, I_q et I qui traversent l'enroulement de l'induit, d'après la caractéristique à vide $E_f = f(F_{fm})$ sans procéder aux calculs à l'aide de (54-8), (54-12), (54-16).

Pour une machine non saturée dans laquelle $F_{fm} = F_\delta$, on utilise à cet effet la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$ comme l'indique la figure 54-5.

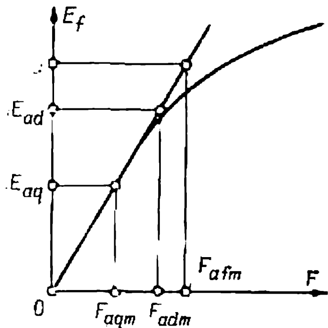


Fig. 54-5. Détermination des f.é.m. produites par les courants dans l'enroulement d'induit à l'aide des f.m.m. d'excitation équivalentes.

§ 54-5. Paramètres de l'enroulement d'induit (aux courants directs)

Chaque phase de l'enroulement d'induit de la machine synchrone présente une résistance effective et une certaine réactance d'induction liée au champ d'induction mutuelle et au champ de dispersion produits par les courants qui traversent l'enroulement d'induit.

Au régime équilibré établi, l'enroulement d'induit est parcouru par un système de courants I qui engendrent la fondamentale de la f.m.m. F_{am} et le champ d'induction mutuelle qui tournent à la vitesse du rotor et occupent une position déterminée par rapport aux axes d et q du rotor. Un tel système de courants dans l'enroulement d'induit porte le nom de système de courants directs.

Le champ produit par un tel système de courants est immobile par rapport au rotor. Il n'induit dans les enroulements du rotor (enroulement d'excitation et enroulement amortisseur) aucun courant qui puisse provoquer des pertes supplémentaires ou affaiblir le champ magnétique dû aux courants dans l'induit. C'est pourquoi, en calculant l'impédance qu'une phase de l'enroulement d'induit présente aux courants directs, on n'a à tenir compte que du champ magnétique et des pertes dus aux courants qui parcourent l'enroulement lui-même de l'induit.

1. Résistance effective des conducteurs de l'enroulement d'induit. — Cette résistance se détermine d'après les pertes électriques définies compte tenu de la répartition inégale du courant dans l'encoche (v. § 31-2). Pour réduire les pertes électriques

$$P_{é1} = m_1 R I^2 \qquad (54\text{-}20)$$

et la résistance effective R des conducteurs d'une phase de l'induit on a recours, dans les grosses machines synchrones, à des conducteurs élémentaires transposés. Grâce à une telle construction on arrive à réduire la résistance effective de l'enroulement d'induit des grosses machines à une valeur très faible en unités relatives: $R_* = RI_n/U_n = 0{,}006$ à $0{,}002$ et moins.

2. Réactance de fuites de l'enroulement d'induit. — La réactance de fuites X_σ d'une phase de l'induit est liée aux champs de dispersion de l'enroulement et à l'inductance de fuites d'une phase de l'induit $L_{\sigma1}$ définie par (28-7)

$$X_\sigma = 2\pi f L_{\sigma 1} = 4\pi\mu_0 f w_1^2 \frac{l_\delta}{pq_1} \lambda_{\sigma 1}. \qquad (54\text{-}21)$$

Puisque les champs de fuites ne dépendent pas de la forme de l'entrefer (l'influence de la forme de l'entrefer est sans importance), les formules obtenues au § 28-7 pour le calcul de la conductivité de fuites $\lambda_{\sigma1}$ sont également applicables tant aux machines à pôles lisses qu'aux machines à pôles saillants. La réluctance que rencontrent les champs de dispersion de l'induit est déterminée principalement par les divers intervalles non magnétiques (dans la région des encoches, de l'entrefer et des parties frontales) de perméabilité μ_0. Cela permet de négliger la réluctance des portions ferromagnétiques qui se rencontrent sur le trajet des champs de fuites et de considérer que la réactance de fuites est constante à tous les régimes de fonctionnement (même dans le cas où le circuit magnétique du champ d'induction mutuelle est saturé).

Une variation des champs de fuites à la fréquence f provoque la création dans l'enroulement d'induit d'une f.é.m. de fuites

$$\dot{E}_\sigma = -jX_\sigma \dot{I} = -j\frac{\omega\dot{\Psi}_{\sigma m}}{\sqrt{2}}, \qquad (54\text{-}22)$$

où $\dot{\Psi}_{\sigma m} = L_{\sigma 1}(\sqrt{2}\dot{I})$ est le flux total de fuites couplé avec une phase de l'induit.

3. Réactance d'induction principale de l'induit (dans une machine à pôles lisses). — Dans une machine à pôles lisses non saturée présentant un entrefer régulier δ, la réactance d'induction principale X_a de l'induit, que l'on appelle également réactance d'induction mutuelle de l'induit, se calcule d'après l'inductance principale L_{11} de l'enroulement d'induit (28-4):

$$X_a = 2\pi f L_{11} = \frac{4\mu_0 m_1 f_1 (w_1 k_{e1})^2}{\pi p} \lambda_\delta, \qquad (54\text{-}23)$$

où $\lambda_\delta = \tau l_\delta / k_\delta \delta$ est le coefficient de conductivité de l'entrefer régulier par pôle.

La force électromotrice induite lors de la rotation du champ d'induction mutuelle de l'induit a pour expression

$$\dot{E}_a = -j\frac{\omega\dot{\Psi}_{am}}{\sqrt{2}} = -jX_a\dot{I}, \qquad (54\text{-}24)$$

où $\dot{\Psi}_{am} = L_{11}(\sqrt{2}\dot{I})$ est le flux total d'induction mutuelle, dû au courant $\dot{I}$ dans l'induit couplé avec une phase.

4. Réactances d'induction principales longitudinale et transversale de l'induit (dans une machine à pôles saillants). — Comme il a été montré au § 54-3, dans une machine à pôles saillants, des

systèmes identiques de courants longitudinaux et transversaux produisent des champs magnétiques dont les fondamentales de l'induction sont différentes par suite de l'irrégularité de l'entrefer (cf. fig. 54-3, *a* et *b*). De ce fait, *les inductances principales longitudinale* L_{ad} *et transversale* L_{aq} *de l'enroulement d'induit* par lesquelles on entend des inductances respectives aux systèmes longitudinal et transversal de courants I_d et I_q sont aussi différentes. Il résulte des (54-10), (54-11) et (54-3) que *la réactance principale longitudinale de l'induit* est égale à

$$X_{ad} = 2\pi f L_{ad} = 2\pi f \frac{\Psi_{adm}}{\sqrt{2} I_d} = \frac{4\mu_0}{\pi p} m_1 f_1 (w_1 k_{e1})^2 \lambda_{ad}, \qquad (54\text{-}25)$$

où $\lambda_{ad} = k_d \tau l_\delta / k_\delta \delta = k_d \lambda_\delta$ est le coefficient de conductivité de l'entrefer suivant l'axe longitudinal;

k_d, le facteur de forme du champ suivant l'axe longitudinal (v. fig. 54-4).

Il découle de (54-3), (54-14) et (54-15) que *la réactance principale transversale de l'induit* est égale à

$$X_{aq} = 2\pi f L_{aq} = 2\pi f \frac{\Psi_{aqm}}{\sqrt{2} I_q} = \frac{4\mu_0}{\pi p} m_1 f_1 (w_1 k_{e1})^2 \lambda_{aq}, \qquad (54\text{-}26)$$

où $\lambda_{aq} = \frac{k_q \tau l_\delta}{k_\delta \delta} = k_q \lambda_\delta$ est le coefficient de conductivité de l'entrefer suivant l'axe transversal;

k_q, le facteur de forme du champ suivant l'axe transversal (v. fig. 54-4).

Les réactances principales suivant les axes *d* et *q* sont proportionnelles aux coefficients de conductivité suivant ces axes. Lorsque l'entrefer δ augmente, ces conductivités diminuent, mais du fait d'une conductivité plus faible suivant l'axe transversal, la réactance principale transversale est toujours inférieure à la réactance principale longitudinale $X_{aq} < X_{ad}$.

Par les réactances principales longitudinale et transversale on peut exprimer les f.é.m. d'induction mutuelle produites dans une phase par les systèmes longitudinal et transversal de courants (v. (54-12) et (54-16)):

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{ad} &= -j \frac{\omega \dot{\Psi}_{adm}}{\sqrt{2}} = -jX_{ad} \dot{I}_d; \\ \dot{E}_{aq} &= -j \frac{\omega \dot{\Psi}_{aqm}}{\sqrt{2}} = -jX_{aq} \dot{I}_q, \end{aligned}\right\} \qquad (54\text{-}27)$$

où $\Psi_{adm} = L_{ad} (\sqrt{2} I_d)$ est le flux total d'induction mutuelle produit par le système de courants longitudinaux $\dot{I}_d$ et couplé avec une phase;

$\Psi_{aqm} = L_{aq} (\sqrt{2} I_q)$, le flux total d'induction mutuelle produit par le système de courants transversaux $\dot{I}_q$ et couplé avec une phase.

5. **Réactance d'induction de l'induit (dans une machine à pôles lisses).** — C'est la réactance totale que l'enroulement d'induit offre au système équilibré de courants directs. Dans une machine à pôles lisses, la réactance X_1 de l'induit est la somme de la réactance de fuites X_σ de l'induit et de la réactance principale X_a de l'induit:

$$X_1 = X_\sigma + X_a. \tag{54-28}$$

6. **Réactances longitudinale et transversale de l'induit (dans une machine à pôles saillants).** — Ces réactances sont représentées par la somme des réactances de fuites et des réactances principales que l'enroulement d'induit oppose aux systèmes de courants correspondants I_d et I_q. Comme la réactance de fuites pour les composantes du courant d'induit ne diffère pas de la réactance de fuites X_σ pour le courant d'induit lui-même, *la réactance longitudinale de l'induit*

$$X_d = X_\sigma + X_{ad}, \tag{54-29}$$

et *la réactance transversale de l'induit*

$$X_q = X_\sigma + X_{aq}. \tag{54-30}$$

7. **Réactances longitudinale et transversale de l'induit (dans une machine à pôles lisses).** — Dans une machine à pôles lisses, la réactance d'induction de l'induit ne dépend pas de l'orientation de la f.m.m. par rapport aux axes du rotor et, pour les systèmes longitudinal et transversal de courants, elle ne diffère pas de la réactance totale de l'induit définie par (54-28)

$$X_d = X_q = X_1. \tag{54-31}$$

Ce que nous venons de dire s'applique également aux réactances principales longitudinale et transversale: dans une machine à pôles lisses elles ne diffèrent pas de la réactance principale de l'induit

$$X_{ad} = X_{aq} = X_a. \tag{54-32}$$

8. **Impédance de l'induit.** — Représentons la f.é.m. totale $\dot{E}_a$ engendrée par le champ d'induit dû au courant $\dot{I}$ par la somme des f.é.m. $\dot{E}_{ad}$ et $\dot{E}_{aq}$ produites respectivement par les champs dus au courant longitudinal $\dot{I}_d$ et au courant transversal $\dot{I}_q$

$$\dot{E}_a = \dot{E}_{ad} + \dot{E}_{aq} \tag{54-33}$$

et exprimons l'*impédance principale* $\underline{Z}_a$ de l'induit par le rapport de la f.é.m. d'induction mutuelle $(-\dot{E}_a)$ au courant $\dot{I}$:

$$\underline{Z}_a = R_a + jX_a = -\dot{E}_a/\dot{I}. \tag{54-34}$$

On démontre que la composante active R_a et la composante réactive X_a de l'impédance principale $\underline{Z}_a$ de l'induit dépendent des réactances principales longitudinale et transversale (X_{ad} et X_{aq})

de l'induit et de l'orientation de la f.m.m. $\dot{F}_a$ (ou du courant d'induit $\dot{I}$) par rapport au rotor qui est caractérisée par l'angle β (v. fig. 54-1). A cet effet, on représente le courant $\dot{I}$ et la f.é.m. $\dot{E}_a$ dans le plan complexe comme l'indique la figure 54-6. En considérant l'angle β comme positif lorsque le courant $\dot{I}$ est décalé en arrière de l'axe des $(-q)$ ou de la f.é.m. $\dot{E}_f$, écrivons les expressions pour la valeur complexe du courant dans l'induit

$$\dot{I} = \dot{I}_d + \dot{I}_q, \qquad (54\text{-}35)$$

où

$$\dot{I}_d = I \sin\beta = I_d;$$

$$\dot{I}_q = jI \cos\beta = jI_q,$$

et la valeur complexe de la f.é.m.

$$\dot{E}_a = \dot{E}_{ad} + \dot{E}_{aq}, \qquad (54\text{-}36)$$

où

$$\dot{E}_{ad} = -jX_{ad}\dot{I}_d = -jX_{ad}I \sin\beta;$$

$$\dot{E}_{aq} = -jX_{aq}\dot{I}_q = +X_{aq}I \cos\beta.$$

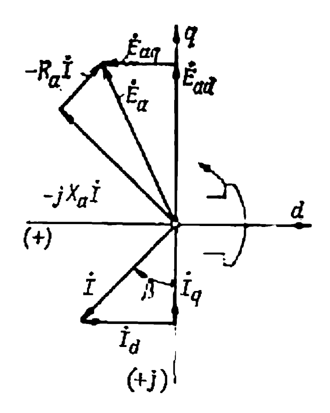


Fig. 54-6. Détermination de l'impédance principale de l'induit d'une machine à pôles saillants.

En considérant conjointement et en identifiant les coefficients respectifs des parties réelles et imaginaires du premier et du second membres de (54-34), on obtient

$$\left.\begin{aligned} X_a &= \frac{X_{ad}+X_{aq}}{2} - \frac{X_{ad}-X_{aq}}{2}\cos 2\beta; \\ R_a &= \frac{X_{ad}-X_{aq}}{2}\sin 2\beta. \end{aligned}\right\} \qquad (54\text{-}37)$$

Les courbes traduisant la variation de la composante inductive X_a et de la composante résistive R_a de l'impédance principale en fonction de l'angle β sont données à la figure 54-7. On y voit aussi la variation, en fonction de l'angle β, des composantes longitudinale I_d et transversale I_q du courant I (le module du courant I reste inchangé lorsque l'angle β varie).

Pour $\beta = 0$ et à π, lorsque le courant est dirigé dans le sens transversal $\dot{I} = \dot{I}_q$, la composante réactive de l'impédance principale devient égale à la réactance principale transversale de l'induit $(X_a = X_{aq})$; la composante résistive de l'impédance principale disparaît $(R_a = 0)$. Pour $\beta = \pm\pi/2$, lorsque le courant est dirigé dans le sens longitudinal $\dot{I} = \dot{I}_d$, la composante inductive de l'impédance principale devient égale à la réactance principale longitudi-

nale ($X_a = X_{ad}$) de l'induit; la composante résistive disparaît comme précédemment ($R_a = 0$).

La signification physique de la résistance R_a dans une machine à pôles lisses sera expliquée au § 56-2 à l'étude des phénomènes de transformation de l'énergie dans la machine synchrone. Il sera montré que $m_1R_aI^2$ exprime la puissance électrique qui est convertie en puissance mécanique grâce à l'emploi de pôles saillants (pour $R_a < 0$ il se produit la conversion inverse). La composante résistive atteint sa valeur maximale

$$|R_a| = \frac{X_{ad} - X_{aq}}{2}$$

pour $\beta = \pm \pi/4 + k\pi$,

où k est un entier.

Le maximum de résistance effective $(X_{ad} - X_{aq})/2$ qui coïncide avec l'amplitude d'oscillation de la composante réactive autour de sa valeur moyenne $(X_{ad} + X_{aq})/2$ est égal à la moitié de la différence des réactances X_{ad} et X_{aq}. C'est pourquoi dans une machine à pôles lisses dont $X_{ad} = X_{aq}$, la composante résistive est nulle ($R_a = 0$) alors que la composante réactive a une seule et même valeur ($X_a = X_{ad} = X_{aq}$) quel que soit l'angle β.

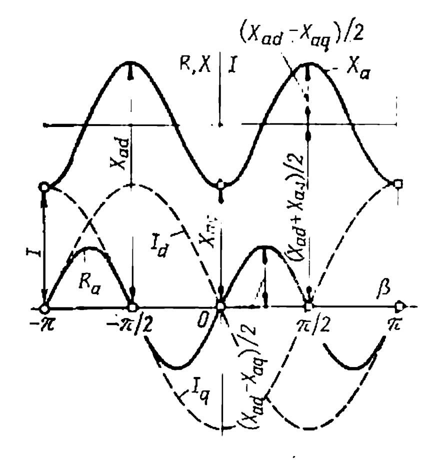


Fig. 54-7. Variation des composantes de l'impédance principale de l'induit d'une machine à pôles saillants en fonction de l'angle β que le courant d'induit fait avec l'axe transversal q.

En déterminant *l'impédance* $\underline{Z}_1$ *de l'enroulement d'induit*, il faut encore tenir compte de *la résistance effective R des conducteurs de l'enroulement d'induit et de la réactance de fuites* X_σ *de l'enroulement d'induit*

$$\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1, \quad (54\text{-}38)$$

où

$$R_1 = R + R_a = R + \frac{X_d - X_q}{2} \sin 2\beta$$

est la composante active de l'impédance de l'induit et

$$X_1 = X_\sigma + X_a = \frac{X_d + X_q}{2} - \frac{X_d - X_q}{2} \cos 2\beta$$

est la composante réactive de l'impédance de l'induit.

Dans une machine à pôles saillants, ces impédances, résistances et réactances sont fonctions de l'angle β.

Pour le système longitudinal de courants ($\beta = \pm\pi/2$) on a

$$R_1 = R; \quad X_1 = X_d = X_\sigma + X_{ad},$$

et pour le système transversal de courants ($\beta = 0$ ou π) on a

$$R_1 = R; \quad X_1 = X_q = X_\sigma + X_{aq}.$$

Dans une machine à pôles lisses, l'impédance de l'induit et ses composantes sont indépendantes de la phase du courant (angle β):

$$R_1 = R; \quad R_a = 0; \quad X_1 = X_\sigma + X_a.$$

CHAPITRE 55

PHÉNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES INHÉRENTS AU FONCTIONNEMENT EN CHARGE D'UNE MACHINE SYNCHRONE

§ 55-1. Phénomènes électromagnétiques dans une machine synchrone à pôles lisses (sans tenir compte de la saturation)

Les phénomènes électromagnétiques qui se déroulent dans la machine synchrone sont étudiés pour pouvoir établir leur description mathématique sous la forme des équations qui relient les grandeurs caractérisant les circuits électriques et magnétiques. Commençons notre étude par celle d'une machine non saturée en admettant que la perméabilité magnétique relative des portions ferromagnétiques de son circuit magnétique est infiniment grande ($\mu_{rf} = \infty$). En négligeant la réluctance des portions ferromagnétiques, on peut considérer le circuit « magnétique » de la machine comme linéaire et appliquer à son calcul la méthode de superposition, c'est-à-dire déterminer le champ magnétique par la somme des champs produits indépendamment par le courant d'excitation I_f et par les courants I qui parcourent l'enroulement d'induit. Cela permet d'écrire l'équation des tensions pour une phase de l'induit d'une machine synchrone à pôles lisses sous la forme suivante:

$$\dot{E}_f + \dot{E}_\sigma + \dot{E}_a = \dot{U} + R\dot{I}, \qquad (55\text{-}1)$$

où $\dot{E}_f$ est la f.é.m. d'excitation engendrée par le champ d'induction mutuelle dû à la f.m.m. d'excitation F_{fm};

$\dot{E}_a$, la f.é.m. d'induction mutuelle de l'induit produite par le champ d'induction mutuelle dû au système de courants $\dot{I}$ dans l'induit;

$\dot{E}_\sigma$, la f.é.m. produite par le champ de dispersion dû aux courants $\dot{I}$ dans l'induit;

$\dot{U}$, la tension simple entre les bornes de l'enroulement d'induit;

R, la résistance effective d'une phase d'induit.

La f.é.m. E_f se détermine à l'aide de la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$.

La f.é.m. E_a est proportionnelle au courant I dans l'induit. Elle peut être déterminée par l'un des deux procédés suivants:

1. Calculer à l'aide de (54-1) la f.m.m. F_{am} de l'induit ; trouver à l'aide de la figure 53-2 le coefficient de réaction de l'induit $k_a = 1/k_f = f(\rho)$; remplacer la f.m.m. F_{am} par la f.m.m. d'excitation équivalente $F_{afm} = k_a F_{am}$; du fait que dans le cas de l'entrefer régulier la caractéristique de magnétisation ne dépend pas de l'orientation de la f.m.m., déterminer la f.é.m. E_a comme étant égale à la f.é.m. correspondant à la f.m.m. F_{afm} sur la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$ (fig. 55-1).

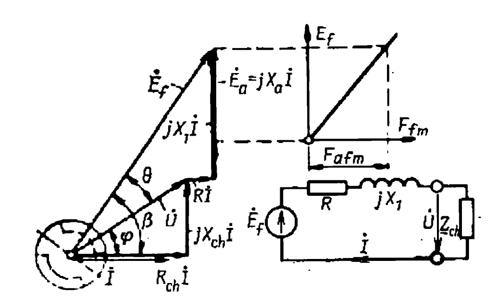


Fig. 55-1. Diagramme des tensions et schéma électrique équivalent d'une machine synchrone à pôles lisses (sans tenir compte de la saturation).

2. Exprimer la f.é.m. $\dot{E}_a$ par la réactance principale de l'induit

$$\dot{E}_a = -jX_a\dot{I}.$$

La force électromotrice de fuites peut être exprimée par la réactance de fuites de l'induit d'après (54-22)

$$\dot{E}_\sigma = -jX_\sigma\dot{I}.$$

L'équation des tensions de l'induit peut se mettre maintenant sous une autre forme:

$$\dot{E}_f = \dot{U} + R\dot{I} + jX_1\dot{I}, \qquad (55\text{-}2)$$

où $X_1 = X_\sigma + X_a$ est la réactance totale de l'induit.

L'interprétation graphique des relations (55-1) et (55-2) est donnée par le diagramme des tensions. Dans la figure 55-1, le diagramme des tensions est construit pour une machine fonctionnant en alternateur qui alimente de façon indépendante un récepteur présentant de la résistance et de l'inductance. Lorsque la machine fonctionne en générateur et alimente une charge isolée d'impédance $\underline{Z}_{ch} = R_{ch} + jX_{ch}$, la tension $\dot{U}$ s'exprime par les composantes de l'impédance de charge:

$$\dot{U} = \dot{U}_a + \dot{U}_r, \qquad (55\text{-}3)$$

où $\dot{U}_a = R_{ch}\dot{I}$ et $\dot{U}_r = jX_{ch}\dot{I}$ sont respectivement les composantes active et réactive de la tension.

En régime quelconque, la phase de la tension U est donnée par l'angle φ par rapport au courant I (*l'angle φ est considéré comme positif si la tension avance sur le courant*).

Lorsque le sens de la composante active du courant $I_a = I\cos\varphi$ est celui de la tension ($I_a = I\cos\varphi > 0$), la machine fonctionne en générateur et fournit de la puissance active à la charge ($P = m_1 UI\cos\varphi > 0$) ; pour $I_a = I\cos\varphi < 0$, elle marche en moteur, en absorbant de la puissance active au réseau ($P = m_1 UI\cos\varphi <$

< 0). La puissance réactive fournie par la machine est considérée comme positive ($Q = m_1 UI \sin \varphi > 0$) si la composante réactive du courant $I_r = I \sin \varphi > 0$ est *déphasée en arrière* de l'angle $\pi/2$ sur la tension U.

Une puissance réactive positive est produite par la machine lorsqu'elle fonctionne en alternateur débitant sur un circuit inductif ($X_{ch} > 0$; $0 < \varphi \leqslant \pi/2$, comme il est indiqué à la figure 55-1). La puissance réactive développée par la machine est considérée comme négative ($Q = m_1 UI \sin \varphi < 0$) si la composante réactive du courant $I_r = I \sin \varphi < 0$ est *déphasée en avant* de l'angle $\pi/2$ sur la tension U. Une puissance réactive négative est développée par la machine lorsqu'elle fonctionne en alternateur et débite sur un circuit capacitif ($X_{ch} = -X_C < 0$; $-\pi/2 \leqslant \varphi < 0$).

En fonctionnement moteur, la puissance réactive est positive pour des angles $\pi > \varphi \geqslant \pi/2$ et négative pour des angles $-\pi/2 \geqslant \geqslant \varphi > -\pi$. L'équation (55-3) peut être étendue de façon formelle également à la marche en moteur. Exprimons les composantes de l'impédance de charge par son impédance totale:

$$\left.\begin{aligned} R_{ch} &= Z_{ch} \cos \varphi = \frac{U}{I} \cos \varphi; \\ X_{ch} &= Z_{ch} \sin \varphi = \frac{U}{I} \sin \varphi; \end{aligned}\right\} \quad (55\text{-}4)$$

la tension par ses composantes active U_a et réactive U_r

$$\dot{U} = \dot{U}_a + \dot{U}_r, \quad (55\text{-}5)$$

où

$$U_a = R_{ch} I = U \cos \varphi;$$
$$U_r = X_{ch} I = U \sin \varphi;$$

et les puissances active et réactive de la machine par les composantes de l'impédance de charge:

$$\left.\begin{aligned} P &= m_1 I\, (U \cos \varphi) = m_1 R_{ch} I^2; \\ Q &= m_1 I\, (U \sin \varphi) = m_1 X_{ch} I^2. \end{aligned}\right\} \quad (55\text{-}6)$$

Comme il résulte de (55-6), la puissance active P est positive et la machine fonctionne en générateur pour $R_{ch} > 0$; la puissance active est négative et la machine fonctionne en moteur pour $R_{ch} < 0$, lorsqu'elle est chargée par une résistance négative fictive R_{ch} (physiquement cela signifie que ce n'est pas la machine qui fournit de la puissance active à la charge mais le « réseau-charge » de tension U alimente la machine en puissance active). Il s'ensuit des mêmes équations que lors du fonctionnement de la machine tant en alternateur qu'en moteur la puissance réactive Q est positive pour $X_{ch} > > 0$ et négative pour $X_{ch} < 0$. Par suite, quel que soit le régime de fonctionnement donné par la tension U, le courant I et leur déphasage φ, la tension $\dot{U}$ peut être exprimée suivant (55-3) par la

somme de la composante active $\dot{U}_a$ et de la composante réactive $\dot{U}_r$ ou par la composante active R_{ch} et la composante réactive X_{ch} de l'impédance de charge suivant (55-4) et (55-5).

Un régime de fonctionnement de la machine synchrone est caractérisé par quatre grandeurs principales: la tension U de l'induit, le courant I dans l'induit, leur angle de déphasage φ et le courant d'excitation I_f (au lieu de U et φ on peut introduire les composantes R_{ch} et X_{ch} de l'impédance de charge, dans ce dernier cas, le régime sera caractérisé par quatre grandeurs suivantes: R_{ch}, X_{ch}, I, I_f).

Pour définir un régime, il suffit de connaître seulement trois grandeurs parce que la quatrième peut être déterminée soit graphiquement à l'aide du diagramme, soit analytiquement à l'aide de (55-2) complétée au besoin de (55-3). En plus de la donnée la plus naturelle du régime par 1) U, I, φ ou R_{ch}, X_{ch}, I, quand il s'agit de trouver le courant d'excitation I_f, le régime peut être défini par d'autres combinaisons possibles de trois grandeurs: 2) U, φ, I_f; 3) φ, I, I_f; 4) U, I, I_f.

Dans une machine non saturée, au lieu du courant d'excitation on introduit dans les équations la f.é.m. d'excitation E_f déterminée d'après la caractéristique à vide linéarisée. La f.é.m. E_f inconnue (pour la 1-ière combinaison de grandeurs) se détermine à l'aide de la relation (55-2) écrite par des projections des grandeurs complexes sur la direction du courant et sur une direction qui lui est perpendiculaire:

$$E_f=\sqrt{(U\cos\varphi+RI)^2+(U\sin\varphi+X_1I)^2}, \qquad (55\text{-}7)$$

ou encore, compte tenu de (55-5),

$$E_f=I\sqrt{(R+R_{ch})^2+(X_1+X_{ch})^2}, \quad \text{où} \quad I=U/Z_{ch}. \qquad (55\text{-}8)$$

En résolvant (55-7) par rapport à I, U ou φ, on peut trouver la valeur inconnue de I (dans la 2-ième combinaison de grandeurs):

$$I=\frac{-2U(X_1\sin\varphi+R\cos\varphi)\pm\sqrt{4U^2(X_1\sin\varphi+R\cos\varphi)^2+4(X_1^2+R^2)(E_f^2-U^2)}}{2(X_1^2+R^2)}; \qquad (55\text{-}9)$$

la valeur inconnue de U (dans la 3-ième combinaison de grandeurs):

$$U=-I(X_1\sin\varphi+R\cos\varphi)\pm\sqrt{I^2(X_1\sin\varphi+R\cos\varphi)^2+E_f^2-(X_1^2+R^2)I^2} \qquad (55\text{-}10)$$

ou la valeur inconnue de φ (dans la 4-ième combinaison de grandeurs):

$$\varphi=\arcsin\frac{X_1}{Z_1}\pm\arccos\frac{E_f^2-U^2-(X_1^2+R^2)I^2}{2UIZ_1}. \qquad (55\text{-}11)$$

§ 55-2. Phénomènes électromagnétiques dans une machine synchrone à pôles saillants (sans tenir compte de la saturation)

Pour la description des phénomènes qui interviennent dans une machine synchrone à pôles saillants, sans tenir compte de la saturation, on peut considérer comme précédemment que son circuit magnétique est linéaire. Pourtant il est maintenant plus commode de représenter le champ d'induction mutuelle de l'induit par la somme de deux champs indépendants engendrés par les composantes longitudinale et transversale I_d et I_q du courant. Respectivement, la f.é.m. d'induction mutuelle E_a de l'induit est représentée par la somme

$$\dot{E}_a = \dot{E}_{ad} + \dot{E}_{aq}. \qquad (55\text{-}12)$$

Alors la f.é.m. agissant dans l'enroulement de l'induit a pour expression

$$\dot{E}_f + \dot{E}_\sigma + \dot{E}_{ad} + \dot{E}_{aq} = \dot{U} + R\dot{I}. \qquad (55\text{-}13)$$

La f.é.m. d'excitation E_f (fig. 55-2) entrant dans cette équation se détermine, de même que dans le cas d'une machine synchrone à pôles lisses, à l'aide de la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$. La f.é.m. de fuites de l'induit est donnée par (54-22): $\dot{E}_\sigma = -jX_\sigma\dot{I}$. Les f.é.m. d'induction mutuelle E_{ad} et E_{aq} de l'induit dont les valeurs sont proportionnelles respectivement aux courants I_d et I_q peuvent être déterminées par l'un de deux procédés possibles:

1) En partant des valeurs des courants déjà trouvées $I_d = I \sin \beta$ et $I_q = I \cos \beta$ (v. § 54-1), calculer à l'aide de (54-3) les f.m.m. F_{dm} et F_{qm}. Déterminer, en utilisant les figures 53-3 et 54-4, le facteur de forme k_f du champ d'excitation et les facteurs de forme k_d et k_q du champ de l'induit (dans une machine non saturée, l'entrefer de calcul $\delta' = k_\delta \delta$). Calculer les coefficients de réaction $k_{ad} = k_d/k_f$ et $k_{aq} = k_q/k_f$ de l'induit et substituer aux f.m.m. F_{dm} et F_{qm} (v. § 54-3) les f.m.m. d'excitation équivalentes $F_{adm} = k_{ad}F_{dm}$ et $F_{aqm} = k_{aq}F_{qm}$. Déterminer E_{ad} et E_{aq} comme des f.é.m. correspondant aux f.m.m. F_{adm} et F_{aqm} sur la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$ (v. fig. 54-5, 55-2). Ce procédé peut être utilisé lorsqu'on connaît les dimensions δ et δ_m de l'entrefer, le coefficient k_δ de l'entrefer (en première approximation on peut poser $\delta_m/\delta' = 1,5$) et les caractéristiques des bobinages de la machine.

2) Exprimer les f.é.m. E_{ad} et E_{aq} par les réactances principales X_{ad} et X_{aq} (§ 54-5):

$$\dot{E}_{ad} = -jX_{ad}\dot{I}_d; \quad \dot{E}_{aq} = -jX_{aq}\dot{I}_q.$$

Ce procédé est plus commode parce qu'il n'exige de connaître que les paramètres de l'enroulement d'induit.

Après avoir exprimé les f.é.m. E_σ, E_{ad}, E_{aq} qui entrent dans (55-13) par l'intermédiaire des réactances et des courants correspondants, mettre l'équation des tensions de l'induit sous la forme suivante :

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_f &= \dot{U} + R\dot{I} + jX_\sigma\dot{I} + jX_{aq}\dot{I}_q + jX_{ad}\dot{I}_d, \\ &\text{ou encore} \\ \dot{E}_f &= \dot{U} + R\dot{I} + jX_q\dot{I}_q + jX_d\dot{I}_d, \end{aligned}\right\} \quad (55\text{-}14)$$

où $X_d = X_\sigma + X_{ad}$, $X_q = X_\sigma + X_{aq}$ sont les réactances longitudinale et transversale totales.

Le diagramme des tensions d'une machine synchrone à pôles saillants correspondant à cette équation est représenté par la figure 55-2. Il est construit pour une machine fonctionnant en alternateur qui débite dans un circuit présentant de la résistance et de l'inductance ($U \sin \varphi > 0$, $U \cos \varphi > 0$). C'est pour le calcul de la f.é.m. E_f (ou du courant d'excitation I_f) que la construction de ce diagramme est la plus facile à réaliser. Dans ce cas, le régime étant donné par la tension U, le courant I et leur déphasage φ, la construction du diagramme n'entraîne pas de difficultés. Comme on le voit sur la figure 55-2, l'angle β qui détermine la direction de la f.é.m. E_f (ou celle de l'axe des $(-q)$) peut être trouvé graphiquement avant de déterminer la f.é.m. $\dot{E}_f$ elle-même. A cet effet, il suffit de trouver la position du point D correspondant à l'extrémité de la valeur complexe $\underline{OD} = \dot{U} + R\dot{I} + jX_\sigma\dot{I} + jX_{aq}\dot{I} = \dot{U} + R\dot{I} + jX_q\dot{I}$ et d'orienter l'axe q dans le sens opposé à cette valeur complexe. L'axe d doit retarder de l'angle $\pi/2$ sur l'axe q. Le diagramme peut être construit pour tout régime de fonctionnement de la machine synchrone donné par la tension U, le courant I et leur déphasage φ (v. explications relatives à l'équation de la machine à pôles lisses).

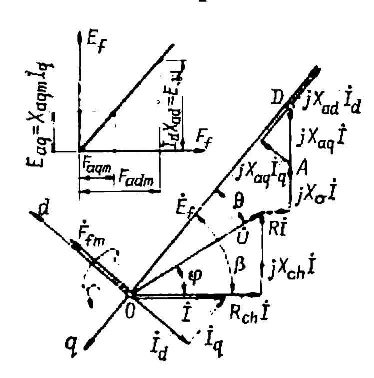


Fig. 55-2. Diagramme des tensions d'une machine synchrone à pôles saillants (sans tenir compte de la saturation dans la marche en alternateur).

Comme il a été dit précédemment, un régime de fonctionnement de la machine synchrone peut être donné non seulement par la tension U, le courant I et l'angle de déphasage φ mais également par d'autres combinaisons possibles de quatre grandeurs principales. Dans ces derniers cas, la détermination graphique de la quatrième grandeur inconnue devient malaisée si bien qu'il vaut mieux la calculer analytiquement en se servant des équations (55-14).

Au préalable, il faut établir à l'aide de la figure 55-2 les formules permettant de déterminer l'angle β ou ses fonctions trigonométriques principales. En projetant la valeur complexe $\overline{OD}$ sur la direction du courant I et sur la direction perpendiculaire et en rapportant les projections obtenues au module du courant, on trouve que

$$\left.\begin{aligned}\cos\beta &= \frac{U\cos\varphi + RI}{\sqrt{(U\sin\varphi + X_qI)^2 + (U\cos\varphi + RI)^2}} = \\ &= \frac{R_{ch} + R}{\sqrt{(X_{ch} + X_q)^2 + (R_{ch} + R)^2}}; \\ \sin\beta &= \frac{U\sin\varphi + X_qI}{\sqrt{(U\sin\varphi + X_qI)^2 + (U\cos\varphi + RI)^2}} = \\ &= \frac{X_{ch} + X_q}{\sqrt{(X_{ch} + X_q)^2 + (R_{ch} + R)^2}}.\end{aligned}\right\} \qquad (55\text{-}15)$$

Après avoir calculé à l'aide de (55-15) les fonctions trigonométriques de l'angle β pour le régime donné par U, I, φ ou par X_{ch}, R_{ch}, I, on peut trouver la f.é.m. E_f. Comme le montre la figure 55-2, elle a pour valeur

$$E_f = U\cos\theta + X_dI_d + RI_q, \qquad (55\text{-}16)$$

où $\theta = \beta - \varphi$; $\cos\theta = \cos\beta\cos\varphi + \sin\beta\sin\varphi$.

En exprimant $\sin\beta$ et $\cos\beta$ suivant (55-15), on obtient:

$$E_f = \frac{U^2 + IU(X_d + X_q)\sin\varphi + 2UIR\cos\varphi + I^2(R^2 + X_dX_q)}{\sqrt{U^2 + 2UI(X_q\sin\varphi + R\cos\varphi) + I^2(R^2 + X_q)^2}}; \qquad (55\text{-}17)$$

$$E_f = I\frac{Z_{ch}^2 + X_{ch}(X_d + X_q) + 2RR_{ch} + X_dX_q + R^2}{\sqrt{Z_{ch}^2 + 2(X_{ch}X_q + R_{ch}R) + X_q^2 + R^2}}, \qquad (55\text{-}18)$$

où $Z_{ch} = \sqrt{R_{ch}^2 + X_{ch}^2}$ est l'impédance de charge; $I = U/Z_{ch}$.

On obtiendrait le même résultat en utilisant le schéma électrique équivalent de la machine synchrone ou le diagramme de la figure 54-1 qui sont valables tant pour la machine à pôles lisses que pour la machine à pôles saillants. En partant du schéma équivalent on peut écrire

$$E_f = I\sqrt{(R_{ch} + R_1)^2 + (X_{ch} + X_1)^2}, \qquad (55\text{-}19)$$

où R_1 est la composante résistive de l'impédance de l'induit;
X_1, la composante réactive de l'impédance de l'induit définie par (54-38).

Après quelques transformations simples, l'expression (55-19) se réduit à (55-18). Suivant le mode du régime donné la grandeur inconnue peut être déterminée soit à l'aide de (55-17), soit à l'aide de (55-18). Si le régime est donné par U, I, φ, il est commode de déterminer la valeur inconnue du courant d'excitation I_f (ou de la f.é.m. E_f) au moyen de (55-17). Si le régime est donné par Z_{ch}, I, φ, alors $U = Z_{ch}I$ et le courant I_f se détermine à partir de (55-18);

si le régime est donné par Z_{ch}, U, φ, alors $I = U/Z_{ch}$ et le courant I_f se détermine à partir de (55-18); enfin, si le régime est donné par Z_{ch}, I_f, φ, alors E_f se détermine d'après la caractéristique à vide linéarisée et le courant I à partir de (55-19), $U = Z_{ch}I$.

§ 55-3. Phénomènes électromagnétiques dans une machine synchrone à pôles lisses (compte tenu de la saturation)

Comme il a été montré lors du calcul du circuit magnétique à vide (§ 53-3), les caractéristiques de magnétisation obtenues pour le champ d'induction mutuelle d'une machine saturée sont non linéaires. Cette circonstance ne permet pas de considérer le champ d'induction mutuelle produit par la f.m.m. d'excitation F_f séparément du champ d'induction mutuelle engendré par la f.m.m. F_a de l'induit et d'appliquer à ces champs le principe de superposition.

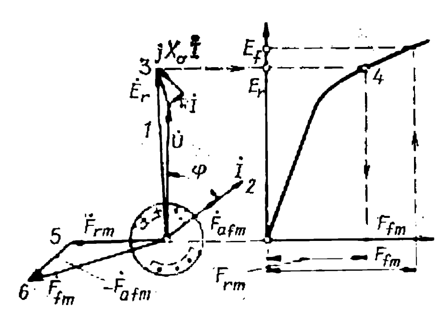


Fig. 55-3. Diagramme des tensions et des f.m.m. d'une machine synchrone à pôles lisses (compte tenu de la saturation).

Dans le cas du circuit magnétique saturé on doit déterminer le champ d'induction mutuelle résultant de flux $\Phi_{rm} = \Phi_m$ créé par l'action conjuguée des f.m.m. F_{fm} et F_{am}. Il faut au préalable substituer à la f.m.m. F_{am} de l'induit la f.m.m. d'excitation équivalente F_{afm}. Si l'on connaît la réactance principale $X_a = X_1 - X_\sigma$ de l'enroulement d'induit, calculée sans tenir compte de la saturation, la f.é.m. $E_a = X_aI$ peut être déterminée à l'aide de la caractéristique à vide linéarisée (v. fig. 55-1, 54-5).

Etant donné que la f.m.m. $\dot{F}_{fm}$ est dirigée le long de l'axe longitudinal des pôles alors que la f.m.m. $\dot{F}_{afm}$ est en phase avec le courant $\dot{I}$ (fig. 55-3), la f.m.m. résultante $\dot{F}_{rm}$ peut être trouvée sous forme complexe:

$$\dot{F}_{rm} = \dot{F}_{fm} + \dot{F}_{afm}. \tag{55-20}$$

Note. On suppose que les f.m.m. équivalentes de forme trapézoïdale se composent de la même manière que leurs ondes fondamentales.

Puisque la forme de la f.m.m. F_r est la même que celle de la f.m.m. d'excitation, la f.m.m. F_r produit un flux et une f.é.m. d'induction mutuelle de valeurs presque égales à la f.é.m. d'excitation en marche à vide. Cela permet de déterminer le flux résultant d'induction mutuelle Φ_{rm} et la f.é.m. résultante d'induction mutuelle à l'aide de la courbe de magnétisation normale $\Phi_m =$

$= f(F_{fm})$ et de la caractéristique à vide $E_f = f(F_{fm})$ en posant $F_f = F_r$, $\Phi_{rm} = \Phi_m$ et $E_r = E_f$ (v. § 53-3).

Pour terminer la description des phénomènes électromagnétiques intervenant dans une machine à pôles lisses, *l'équation des f.m.m.* (55-20) et *la caractéristique à vide* $E_f = f(F_{fm})$ doivent être complétées de *l'équation des tensions de l'enroulement d'induit*

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_r + \dot{E}_\sigma &= \dot{U} + R\dot{I}, \\ \text{ou} \qquad \dot{E}_r &= \dot{U} + R\dot{I} + jX_\sigma \dot{I}. \end{aligned}\right\} \qquad (55\text{-}21)$$

Pour établir les équations des tensions on admet une hypothèse suffisamment justifiée où le champ d'induction mutuelle et le champ de fuite de l'enroulement d'induit n'influent pas l'un sur l'autre et existent indépendamment l'un de l'autre.

1. Détermination du courant d'excitation sans tenir compte de la variation du flux de fuite de l'enroulement d'excitation en charge.— Cette description peut être utilisée pour déterminer le courant d'excitation I_f au régime de charge donné par la tension U d'induit, le courant I d'induit et leur déphasage φ. La figure 55-3 illustre la détermination graphique du courant d'excitation I_f à l'aide du diagramme correspondant aux équations (55-20), (55-21) et de la caractéristique à vide de la figure 53-11. Les constructions peuvent se réaliser en unités relatives ou absolues. Dans le dernier cas, pour construire la caractéristique à vide en unités absolues il faut connaître le courant d'excitation $I_{fm\text{v}}$ ou la f.m.m. $F_{fm\text{v}}$ en marche à vide et à tension nominale. La suite des opérations à effectuer pour déterminer le courant d'excitation d'une machine fonctionnant en alternateur débitant dans un circuit présentant de la résistance et de l'inductance, le régime étant donné par U, I, φ, est indiquée dans la figure 55-3 par des chiffres *1* à *6*. Pourtant la détermination du courant d'excitation en charge à l'aide de la *caractéristique à vide* et des équations (55-20), (55-21) donne une valeur qui n'est pas tout à fait exacte parce que ce procédé ne tient pas correctement compte de l'influence que le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ de l'enroulement d'excitation a sur le flux magnétique Φ_2 et sur la tension magnétique F_2 du rotor. Le fait est qu'en marche à vide le flux d'induction mutuelle $\Phi_m = \Phi_{fm}$ et le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ dépendent de la f.m.m. d'excitation F_{fm}. En charge, le flux d'induction mutuelle Φ_{rm} dépend de la f.m.m. résultante $\dot{F}_{rm} = \dot{F}_{fm} + \dot{F}_{am}$ tandis que le flux de dispersion dépend toujours de la f.m.m. d'excitation F_{fm}. Ainsi, en utilisant la caractéristique à vide pour la détermination de la f.é.m. E_r d'après la f.m.m. F_{rm} en charge, nous faisons intervenir dans le calcul le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ correspondant à la f.m.m. résultante F_{rm}, alors qu'en réalité le flux de dispersion en charge correspond à la f.m.m. F_{fm} qui diffère nettement de la f.m.m. F_{rm}.

La valeur du flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ obtenue par une telle méthode pour une machine fonctionnant en générateur débitant dans un circuit comprenant une résistance et une inductance est trop basse, de même que celle de la f.m.m. d'excitation F_{fm}. Pour éliminer cette erreur, on a proposé d'utiliser dans le calcul au lieu de la réactance de fuites X_σ une réactance fictive X_P (de valeur légèrement supérieure à celle de X_σ) appelée « réactance de Potier » (du nom de son auteur). On obtient pour le courant d'excitation I_f une valeur encore

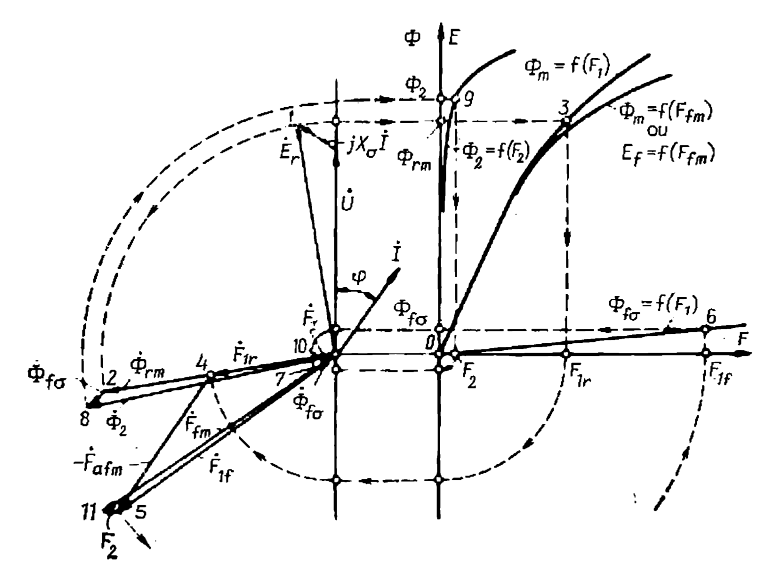


Fig. 55-4. Diagramme des tensions d'une machine synchrone à pôles lisses (compte tenu de la saturation et de la variation du flux de dispersion).

plus précise si l'on tient correctement compte de l'influence due au flux de dispersion de l'enroulement d'excitation en charge comme cela est fait dans le point qui suit.

2. Détermination du courant d'excitation en tenant compte de la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation en charge. — A cet effet, il convient de se servir des caractéristiques de magnétisation

$$\Phi_m = f(F_1); \quad \Phi_{f\sigma} = f(F_1) \quad \text{et} \quad \Phi_2 = f(F_2),$$

obtenues lors du calcul du circuit magnétique (§ 53-3). Si elles n'ont pas été calculées pour une machine donnée, on peut admettre qu'en unités relatives elles coïncident avec les courbes de magnétisation normales d'une machine à pôles lisses données à la figure 53-11 et reprises à une échelle commode à la figure 55-4. L'indice (*) de valeur relative est omis. Pour pouvoir représenter les caractéristiques en valeurs absolues (ce qui est parfois exigé), il faut connaître

U_n, Φ_{fmv} et F_{fmv} (ou I_{fmv}). La connaissance de ces grandeurs permet d'obtenir $E = E_* U_n$; $\Phi = \Phi_* \Phi_{fmv}$; $F = F_* F_{fmv}$; $I_f = F_* I_{fmv}$.

Le courant d'excitation I_f (ou F_{fm}) au régime de charge donné par U, I et φ se détermine maintenant comme il est indiqué à la figure 55-4. La suite des opérations graphiques à effectuer est indiquée par des chiffres *1* à *11*. Il convient de commencer par construire d'après (55-21) le diagramme des tensions et déterminer la f.é.m. résultante d'induction mutuelle $\dot{E}_r$ (*1*) et le flux résultant d'induction mutuelle Φ_{rm} (*2*) qui lui est égal en unités relatives. Puis, en utilisant la caractéristique de magnétisation $\Phi_m = f(F_1)$, où l'on entend par F_1 la tension magnétique agissant sur le stator et l'entrefer, on détermine pour $\Phi_m = \Phi_{rm}$ la f.m.m. résultante F_{1r} (*3*) correspondant à la tension magnétique du stator et de l'entrefer. Cette f.m.m. ne tient pas encore compte de la tension magnétique F_2 du rotor et elle diffère de la f.m.m. résultante F_{rm} par la tension magnétique

$$\dot{F}_{1r} = \dot{F}_{rm} - \dot{F}_2. \tag{55-22}$$

La valeur complexe de $\dot{F}_{1r}$ (*4*) est en phase avec le flux $\dot{\Phi}_{rm}$. Après cela on détermine la f.m.m. d'excitation $\dot{F}_{1f}$ (*5*) sans tenir compte de la tension magnétique $\dot{F}_2$ du rotor qui diffère de la f.m.m. d'excitation totale par cette tension magnétique

$$\dot{F}_{1f} = \dot{F}_{fm} - \dot{F}_2. \tag{55-23}$$

En soustrayant F_2 des premier et second membres de (55-20)

$$\dot{F}_{rm} - \dot{F}_2 = \dot{F}_f - \dot{F}_2 + \dot{F}_{afm},$$

écrivons

$$\dot{F}_{1r} = \dot{F}_{1f} + \dot{F}_{afm}, \tag{55-24}$$

ce qui permet de trouver

$$\dot{F}_{1f} = \dot{F}_{1r} - \dot{F}_{afm}.$$

En se servant de la caractéristique $\Phi_{f\sigma} = f(F_1)$ et ayant en vue que la f.m.m. $\dot{F}_1 = \dot{F}_{fm} - \dot{F}_2$, on détermine le flux de dispersion en charge $\dot{\Phi}_{f\sigma}$ (*6*) comme le flux correspondant à la f.m.m. $\dot{F}_{1f} = \dot{F}_{fm} - \dot{F}_2$. Dans le diagramme, le flux de dispersion $\dot{\Phi}_{f\sigma}$ (*7*) de l'enroulement d'excitation est dirigé dans le sens de la f.m.m. $\dot{F}_{1f}$ qui l'engendre. En additionnant le flux d'induction mutuelle $\dot{\Phi}_{rm}$ et le flux de dispersion $\dot{\Phi}_{f\sigma}$, on trouve le flux total dans le rotor

$$\dot{\Phi}_2 = \dot{\Phi}_{rm} + \dot{\Phi}_{f\sigma} \quad (8) \tag{55-25}$$

et, d'après la caractéristique de magnétisation du rotor $\Phi_2 = f(F_2)$, on détermine la tension magnétique F_2 (*9*) du rotor qui a le sens du flux Φ_2 (v. point *10*). Et, enfin, en se servant de (55-23), on détermine la f.m.m. d'excitation totale (*11*)

$$\dot{F}_{fm} = \dot{F}_{1f} + \dot{F}_2$$

et, s'il y a lieu, la f.m.m. résultante d'après (55-22)

$$\dot{F}_{rm} = \dot{F}_{1r} + \dot{F}_2.$$

La f.m.m. d'excitation calculée par cette méthode pour une machine fonctionnant en alternateur débitant dans un circuit présentant une résistance et une inductance est légèrement supérieure à la f.m.m. d'excitation trouvée à l'aide de la caractéristique à vide (d'après la figure 55-3) alors qu'elle est un peu inférieure à cette f.m.m. lorsque la machine débite dans un circuit présentant une résistance et une capacité assez grande. Dans les figures 55-3 et 55-4, le courant d'excitation I_f (F_f) est déterminé pour le cas où la machine fonctionne en générateur et débite dans un circuit comportant une résistance et une inductance. En procédant de la même façon, on peut déterminer le courant d'excitation I_f en tout autre régime donné par la combinaison principale (1) de grandeurs U, I, φ. Si le régime est donné par d'autres combinaisons de quatre grandeurs fondamentales U, I, φ, I_f à savoir: 2) U, φ, I_f; 3) φ, I, I_f; 4) U, I, I_f, la détermination de la quatrième grandeur inconnue exige d'effectuer des calculs plus compliqués.

Par exemple, dans la variante 2 on se donne plusieurs valeurs du courant I. Pour chacun des courants I (les valeurs de U et φ étant données) on détermine le courant d'excitation I_f. Puis, on construit la courbe de $I_f = f(I)$ et on trouve d'après cette courbe le courant I correspondant au courant d'excitation donné I_f. Dans la variante 3, on se donne la tension U et, dans la variante 4, l'angle φ et on procède ensuite de la même manière que dans la variante 2.

§ 55-4. Phénomènes électromagnétiques dans une machine synchrone à pôles saillants (compte tenu de la saturation)

1. Influence de la f.m.m. de l'induit sur le champ magnétique et la f.é.m. d'induction mutuelle. — Dans une machine à pôles saillants saturée, les champs produits par les différentes f.m.m. ne peuvent pas être considérés comme indépendants l'un de l'autre. Pour tenir compte de l'influence du champ d'induit sur le champ d'excitation, on peut appliquer la méthode approchée basée sur les travaux de R. Richter [30]. Dans cette méthode les f.m.m. réelles F_{dm} et F_{qm} à répartition sinusoïdale qui ont une certaine influence sur la fondamentale de l'induction de champ d'induction mutuelle et sur la f.é.m. qu'elle engendre sont remplacées par des f.m.m. équivalentes au point de vue de cette influence, F_{adm}, F_{aqm}, F_{fdm}

de l'enroulement d'excitation déterminées compte tenu de la saturation.

Les f.m.m. d'excitation équivalentes ont été déterminées de la manière suivante.

On a calculé les champs magnétiques dans l'entrefer, compte tenu de la saturation des dents et de la culasse du stator, pour des charges qui diffèrent les unes des autres par les valeurs de F_{fm}, F_{dm} et F_{qm}. La tension magnétique dans la région du rotor était supposée nulle ($F_2 = 0$). Les résultats des calculs ont été représentés par trois courbes de répartition de l'induction dans l'entrefer que l'on voit sur la figure 55-5 : de l'induction B_{I} produite par la f.m.m. d'excitation F_{fm}, de l'induction B_{II} créée conjointement par la f.m.m. d'excitation F_{fm} et la f.m.m. longitudinale F_{dm} de l'induit ; de l'induction B_{III} engendrée conjointement par la f.m.m. d'excitation F_{fm}, la f.m.m. longitudinale F_{dm} de l'induit et la f.m.m. transversale F_{qm} de l'induit.

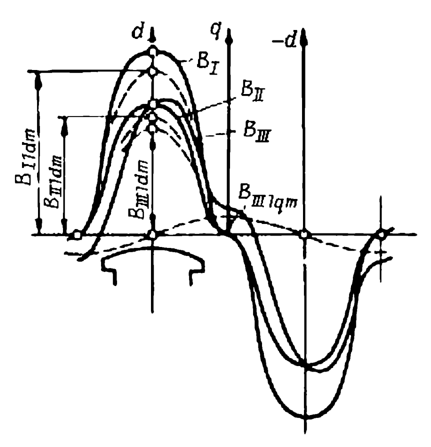


Fig. 55-5. Influence des f.m.m. longitudinale F_{dm} et transversale F_{qm} de l'induit sur le champ magnétique d'excitation.

Pour chacune des courbes on a déterminé les composantes longitudinale et transversale de l'induction fondamentale.

L'onde fondamentale de l'induction B_{I} due à la f.m.m. F_{fm} est orientée suivant l'axe longitudinal et a pour amplitude $B_{\text{I}1dm}$; elle fait naître dans l'enroulement de l'induit une f.é.m. $E_{\text{I}1d} = E_f$. L'onde fondamentale de l'induction B_{II} due aux f.m.m. F_{fm} et F_{dm} est orientée elle aussi suivant l'axe longitudinale et a pour amplitude $B_{\text{II}1dm}$; elle fait naître dans l'enroulement de l'induit une f.é.m. $E_{\text{II}1d}$. L'onde fondamentale de l'induction B_{III} due aux f.m.m. F_f, F_d et F_q comporte une composante longitudinale et une composante transversale dont les amplitudes sont $B_{\text{III}1dm}$ et $B_{\text{III}1qm}$; les f.é.m. que ces composantes de l'induction font naître dans l'enroulement de l'induit sont $E_{\text{III}1d} = E_{rd}$ et $E_{\text{III}1q} = E_{rq} = E_{aq}$ dont la première représente la f.é.m. d'induction mutuelle résultante produite par le champ longitudinal et la seconde la f.é.m. d'induction mutuelle résultante engendrée par le champ transversal. La somme de ces f.é.m. donne la f.é.m. d'induction mutuelle résultante

$$\dot{E}_r = \dot{E}_{rd} + \dot{E}_{rq}. \tag{55-26}$$

L'influence de la f.m.m. longitudinale démagnétisante F_{dm} de l'induit sur le champ d'excitation se manifeste par un certain affai-

blissement de l'onde fondamentale de l'induction et de la f.é.m. ($B_{III1dm} < B_{II1dm}$, $E_{III1d} < E_{II1d} = E_f$). A l'aide de la caractéristique à vide partielle $E_f = f(F_1)$, où $F_1 = F_{fm} - F_2$, la f.m.m. *longitudinale* F_{dm} *peut être remplacée par une f.m.m. équivalente (au point de vue de l'influence sur le premier harmonique de la f.é.m.) de l'enroulement d'excitation égale à* F_{adm} (fig. 55-6). Quant à la f.m.m. transversale F_{qm} son influence peut être mise en évidence si l'on compare l'induction B_{II} et l'induction B_{III}. Cette comparaison montre que la f.m.m. F_{qm} non seulement crée un champ transversal dont la fondamentale est B_{III1qm}, mais exerce aussi un certain effet démagnétisant sur le champ longitudinal ($B_{III1dm} < B_{II1dm}$).

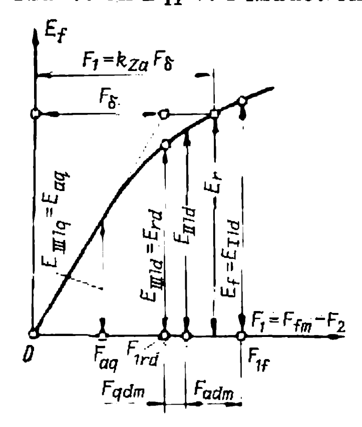


Fig. 55-6. Détermination des f.m.m. d'excitation F_{adm}, F_{aqm}, F_{qdm} équivalentes à l'influence des f.m.m. longitudinale F_{dm} et transversale F_{qm} de l'induit dans une machine à pôles saillants saturée.

En se servant de la caractéristique à vide partielle $E_f = f(F_1)$, on peut remplacer la f.m.m. transversale F_{qm} par les *f.m.m. d'excitation transversale* F_{aqm} *et longitudinale* F_{qdm} (fig. 55-6).

La f.m.m. d'excitation transversale F_{aqm} *est équivalente à la f.m.m.* F_{qm} *de l'induit au point de vue de la création du champ transversal en charge*; la f.m.m. F_{aqm} engendre une même f.é.m. $E_{III1q} = E_{aq}$ que celle produite par le champ transversal d'induction B_{III1qm}.

La f.m.m. d'excitation longitudinale F_{qdm} *est équivalente, au point de vue de l'influence sur le champ longitudinal, à la f.m.m.* F_{qm} *de l'induit*; la f.m.m. F_{qdm} a pour effet de réduire l'amplitude de l'induction longitudinale de B_{II1dm} à B_{III1dm} et l'amplitude correspondante de la f.é.m. de E_{II1d} à E_{III1d} de même que la f.m.m. F_{qm}.

La f.m.m. transversale F_{qm} n'exerce une action démagnétisante sur le champ longitudinal que dans une machine saturée. Ceci tient à ce que l'augmentation de l'induction par suite de l'apparition de la F_{qm} sur la partie du pas polaire où les f.m.m. longitudinale et transversale s'ajoutent par suite de la saturation ne compense pas entièrement la diminution de l'induction sur la partie du pas polaire où la f.mm. transversale se retranche de la f.m.m. longitudinale (comparer les courbes de B_{III} et de B_{II}).

Une telle détermination des f.m.m. équivalentes F_{adm}, F_{aqm}, F_{qdm} a été effectuée pour une série de machines à pôles saillants à entrefer de formes différentes (différentes valeurs des rapports δ_m/δ' et δ'/τ).

Le traitement des calculs remplis a permis de constater que les f.m.m. équivalentes F_{adm}, F_{aqm}, F_{qdm} dépendent non seulement des composantes F_{dm} et F_{qm} de la f.m.m. de l'induit et de la forme de l'entrefer, mais également du degré de saturation du circuit magné-

tique par le champ d'induction mutuelle résultant correspondant à la f.é.m. E_r. Il est apparu que la force magnétomotrice d'excitation F_{adm} équivalente d'après son action à la f.m.m. longitudinale F_{dm} de l'induit dépend non seulement de la f.m.m. longitudinale elle-même de l'induit et du coefficient k_{ad}, comme dans une machine non saturée (54-17), mais aussi du coefficient ξ_d:

$$F_{adm} = \xi_d k_{ad} F_{dm}. \qquad (55\text{-}27)$$

Il est aussi apparu que la force magnétomotrice d'excitation F_{aqm} équivalente, quant à la production du champ transversal, à la f.m.m. transversale F_{qm} de l'induit dépend non seulement de la f.m.m. transversale de l'induit et du coefficient k_{aq}, comme c'est le cas dans une machine non saturée (54-18), mais aussi du coefficient ξ_q:

$$F_{aqm} = \xi_q k_{aq} F_{qm}. \qquad (55\text{-}28)$$

La force magnétomotrice d'excitation F_{qdm} équivalente à l'influence démagnétisante de la f.m.m. transversale F_{qm} de l'induit sur le champ longitudinal a pu être exprimée par l'intermédiaire du rapport δ'/τ, du coefficient k_{qd} et de la f.m.m. F_{qm} elle-même:

$$F_{qdm} = k_{qd} \frac{\tau}{\delta'} F_{qm}. \qquad (55\text{-}29)$$

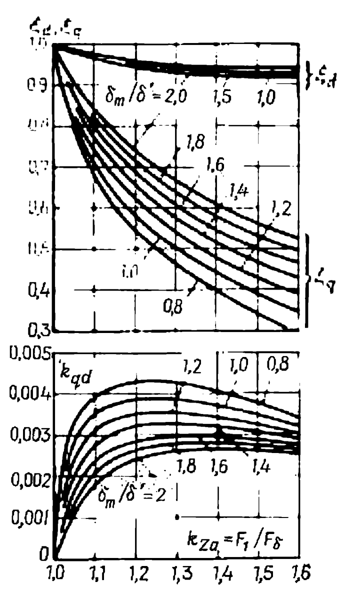


Fig. 55-7. Courbes représentatives de ξ_d, ξ_q, $k_{qd} = f(k_{Za}, \delta_m/\delta')$.

Les coefficients ξ_d, ξ_q, k_{qd} intervenant dans (55-27) et (55-29) dépendent du coefficient de saturation $k_{Za} = F_1/F_\delta$ (§ 53-1) qui caractérise le degré de saturation de l'armature magnétique par le flux résultant d'induction mutuelle Φ_{rm} et du rapport $\delta_m/\delta' = \delta_m/\delta k_\delta$ qui caractérise la forme de l'entrefer compte tenu de l'influence de la denture (fig. 55-7). Le coefficient k_{Za} se détermine d'après la caractéristique à vide partielle $E_f = f(F_1)$ par le rapport de la f.m.m. $F_1 = F_{fm} - F_2 = F_\delta + F_{Z1} + F_{a1}$ correspondant à la f.é.m. d'induction mutuelle résultante E_r à la tension magnétique de l'entrefer F_δ (fig. 55-6).

Comme le montrent les courbes de la figure 55-7, dans une machine non saturée (pour $k_{Za} = 1$), les coefficients ξ_d, ξ_q ne diffèrent pas de l'unité tandis que le coefficient k_{qd} s'annule ($k_{qd} = 0$). Dans ces conditions, les relations (55-27), (55-28) donnant les f.m.m. équivalentes coïncident avec les relations (54-17), (54-18) obtenues pour les f.m.m. équivalentes dans une machine non saturée.

Les coefficients ξ_d et ξ_q permettent de trouver *les valeurs tenant compte de la saturation des réactances principales longitudinale et trans-*

versale de l'induit

$$\left.\begin{aligned} X_{ads} &= \xi_d X_{ad}; \\ X_{aqs} &= \xi_q X_{aq}, \end{aligned}\right\} \quad (55\text{-}30)$$

où X_{ad}, X_{aq} sont les valeurs des réactances correspondantes déterminées sans tenir compte de la saturation.

Par l'intermédiaire des réactances X_{ads} et X_{aqs} on exprime les f.é.m. d'induction mutuelle $\dot{E}_{ad} = -jX_{ads}\dot{I}_d$ et $\dot{E}_{aq} = -jX_{aqs}\dot{I}_q$ induites par le courant longitudinal $\dot{I}_d$ et le courant transversal $\dot{I}_q$ dans une machine saturée. En utilisant les f.é.m. E_{ad} et E_{aq} et la

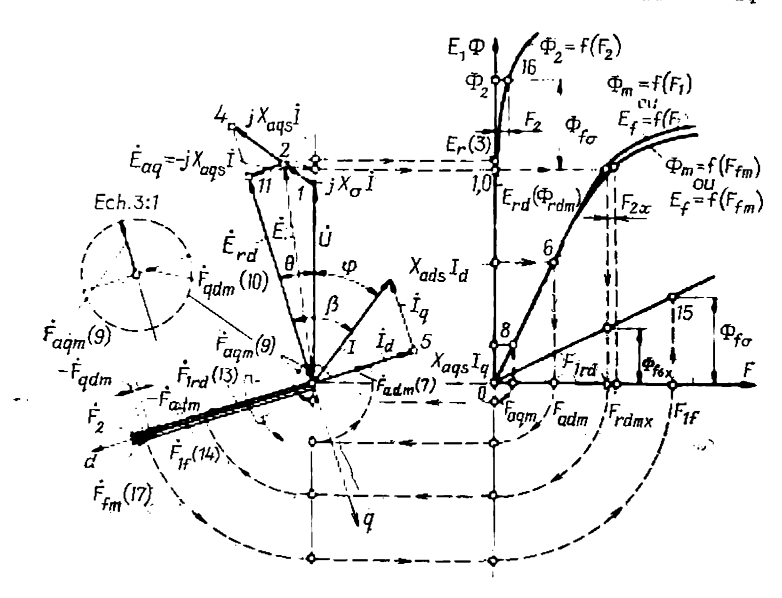


Fig. 55-8. Détermination des f.m.m. d'excitation d'une machine synchrone à pôles saillants saturée (compte tenu de la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation dans la marche en charge).

caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_\delta)$, on peut déterminer les f.m.m. équivalentes F_{adm} et F_{aqm} tenant compte de la saturation (fig. 55-8, 55-9). Dans ce cas il n'est pas nécessaire de calculer les f.m.m. F_{dm}, F_{qm} et les coefficients k_{ad} et k_{aq}.

Si les caractéristiques de magnétisation d'une machine ne sont pas disponibles et les dimensions de son entrefer sont inconnues, pour déterminer des coefficients ξ_d et ξ_q on peut utiliser les caractéristiques à vide et les caractéristiques de magnétisation normales de la machine à pôles saillants représentées par la figure 53-8. Dans ce cas, en admettant de plus que la machine possède des rapports des dimensions de l'entrefer typiques pour les machines à pôles saillants ($\delta_m/\delta = 1{,}5$; $\delta_m/\delta' = 1{,}4$; $\delta'/\tau = 0{,}03$), on arrive à exprimer les

coefficients ξ_d et ξ_q en fonction de la f.é.m. d'induction mutuelle résultante E_r (en unités relatives). Les courbes de ξ_d, $\xi_q = f(E_r)$ indiquées sur la figure 55-10 sont obtenues à l'aide des courbes de

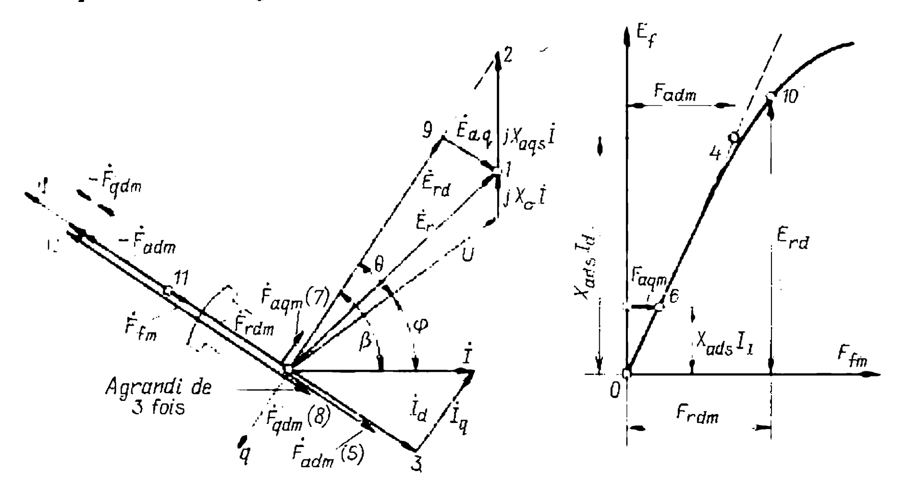


Fig. 55-9. Détermination des f.m.m. d'excitation d'une machine synchrone à pôles saillants saturée (sans tenir compte de la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation dans la marche en charge).

ξ_d, $\xi_q = f(k_{Za})$ (fig. 55-7) et de la caractéristique à vide normale $E_f = f(F_1)$ (fig. 53-8) d'après laquelle est déterminé le coefficient de saturation $k_{Za} = f(E_r)$. En confrontant (55-28) et (55-29), on voit que F_{qdm} peut être exprimée par F_{aqm}:

$$F_{qdm} = \xi_{qd} F_{aqm}, \qquad (55\text{-}31)$$

où $\xi_{qd} = k_{qd}\tau/k_{aq}\delta'\xi_q$ est un coefficient.

Dans une machine à pôles saillants à caractéristique à vide normale ayant des rapports typiques des dimensions, le coefficient ξ_{qd} dépend uniquement de la f.é.m. E_r. La courbe de $\xi_{qd}=f(E_r)$ est donnée à la figure 55-10.

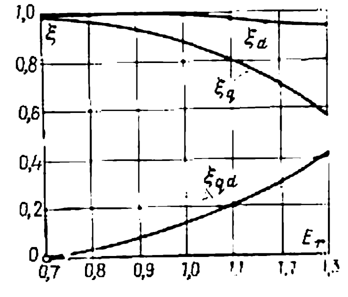


Fig. 55-10. Courbes représentatives de ξ_d, ξ_q, $\xi_{qd} = f(E_r)$.

2. Equations des tensions et des f.m.m. — Si l'on admet que le champ de dispersion magnétique de l'enroulement d'induit est indépendant du champ d'induction mutuelle et on néglige l'influence de la saturation sur la réactance de fuites X_σ, on peut écrire l'équation des tensions de l'induit sous la forme suivante:

$$\dot{E}_r = \dot{U} + R\dot{I} + jX_\sigma \dot{I}, \qquad (55\text{-}32)$$

où $\dot{E}_r = \dot{E}_{rd} + \dot{E}_{aq}$ est la f.é.m. induite par le champ d'induction mutuelle résultant;

$\dot{E}_{rd}$, la f.é.m. induite par le champ d'induction mutuelle longitudinal résultant de flux Φ_{rdm}; la f.é.m. E_{rd} correspond à la f.m.m. d'excitation $\dot{F}_{1rd} = \dot{F}_{rdm} - \dot{F}_2$ trouvée d'après la caractéristique à vide partielle sans tenir compte de la tension magnétique du rotor;

$\dot{E}_{aq} = -jX_{aqs}\dot{I}_q$, la f.é.m. induite par le champ transversal résultant dû au courant $\dot{I}_q$;

X_{aqs}, la réactance principale longitudinale de l'induit calculée à l'aide de (55-30) en tenant compte de la saturation.

La f.m.m. longitudinale résultante $\dot{F}_{1rd}$ correspondant à la f.é.m. $\dot{E}_{rd}$ est en avant de $\pi/2$ sur cette dernière et est égale à la somme de toutes les f.m.m. qui agissent suivant l'axe longitudinal:

$$\dot{F}_{1rd} = \dot{F}_{1f} + \dot{F}_{adm} + \dot{F}_{qdm}. \tag{55-33}$$

L'*équation* (55-33) qui est celle *des f.m.m. longitudinales* fait intervenir les f.m.m. trouvées sans tenir compte de la tension magnétique du rotor:

$\dot{F}_{1f}$ est toujours dirigée dans le même sens que $\dot{F}_{1rd}$;

$\dot{F}_{adm}$ a même sens que le courant $\dot{I}_d$;

$\dot{F}_{qdm}$ est toujours en retard de $\pi/2$ sur la f.é.m. $\dot{E}_{rd}$ et dirigé dans le sens opposé à $\dot{F}_{1f}$.

Le flux de dispersion en charge $\Phi_{f\sigma}$ correspond à la f.m.m. d'excitation $\dot{F}_{1f} = \dot{F}_{fm} - \dot{F}_2$ suivant la caractéristique $\Phi_{f\sigma} = f(F_1)$. La tension magnétique du rotor F_2 se détermine à l'aide de la caractéristique $\Phi_2 = f(F_2)$ d'après le flux par pôle du rotor

$$\dot{\Phi}_2 = \dot{\Phi}_{rdm} + \dot{\Phi}_{f\sigma}. \tag{55-34}$$

La valeur totale de la f.m.m. d'excitation en charge est

$$\dot{F}_{fm} = \dot{F}_{1f} + \dot{F}_2, \tag{55-35}$$

où $\dot{F}_{1f} = \dot{F}_{1rd} - \dot{F}_{adm} - \dot{F}_{aqm}$ d'après (55-33).

3. Détermination du courant d'excitation en charge (compte tenu de la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation). — Le courant d'excitation I_f (ou la f.m.m. d'excitation) à un régime de charge donné par U, I et φ est déterminé graphiquement comme l'indique la figure 55-8. La suite des opérations graphiques à effectuer est indiquée par les chiffres *1* à *17*. La force magnétomotrice d'excitation est déterminée pour une machine à pôles saillants à caractéristiques normales à vide $E_f = f(F_{fm})$ et $E_f = f(F_1)$ et de magnétisation $\Phi_m = f(F_f)$, $\Phi_m = f(F_1)$, $\Phi_{f\sigma} = f(F_1)$ et $\Phi_2 = f(F_2)$ représentées en unités relatives à la

figure 55-8. Les réactances de la machine (en unités relatives, sans tenir compte de la saturation) sont: $X_d = 1{,}0$; $X_q = 0{,}627$; $X_\sigma = 0{,}2$; $X_{ad} = 0{,}8$; $X_{aq} = 0{,}427$. La résistance effective de l'enroulement d'induit est négligée ($R = 0$).

On admet que la machine fonctionne en générateur débitant dans un circuit présentant une résistance et une inductance: $U = 1{,}0$; $I = 1{,}0$; $\cos\varphi = 0{,}8$.

Il convient de commencer par construire d'après (55-32) le diagramme des tensions et déterminer (point *3*) la f.é.m. d'induction mutuelle résultante en unités relatives $E_r = 1{,}13$ (il est recommandé de construire le diagramme des tensions et des f.m.m. à des échelles adoptées pour les caractéristiques).

D'après la f.é.m. E_r on trouve à l'aide des courbes de la figure 55-10, les coefficients $\xi_d = 0{,}967$; $\xi_q = 0{,}77$; $\xi_{qd} = 0{,}23$ et on détermine, au moyen de (55-30), les réactances principales compte tenu de la saturation: $X_{ads} = \xi_d X_{ad} = 0{,}967 \cdot 0{,}8 = 0{,}772$ et $X_{aqs} = \xi_q X_{aq} = 0{,}77 \cdot 0{,}427 = 0{,}329$.

Puis, en procédant de même que pour une machine à pôles saillants non saturée (v. fig. 55-2), on construit la valeur complexe de $\dot{E}_r + jX_{aqs}\dot{I}$ dont l'extrémité détermine le point *4* et la direction de l'axe ($-q$). L'axe d retarde de l'angle $\pi/2$ sur l'axe q. En décomposant (*5*) le courant $\dot{I}$ suivant les axes q et d, on trouve la composante longitudinale $I_d = 0{,}805$ et la composante transversale $I_q = 0{,}595$ du courant d'induit et les f.é.m. correspondant à ces courants $E_{ad} = X_{ads}I_d = 0{,}772 \cdot 0{,}805 = 0{,}622$ et $E_{aq} = X_{aqs}I_q = 0{,}329 \times 0{,}595 = 0{,}196$.

D'après ces f.é.m. on détermine, à l'aide de la caractéristique à vide linéarisée, les f.m.m. d'excitation équivalentes $F_{adm} = 0{,}583$ (*6*, *7*) et $F_{aqm} = 0{,}18$ (*8*, *9*) et on les porte sur le diagramme en phase avec des courants correspondants. La f.m.m. équivalente F_{qdm} (*10*) se calcule à l'aide de (55-31): $F_{qdm} = \xi_{qd}F_{aqm} = 0{,}23 \times 0{,}18 = 0{,}042$. La f.m.m. F_{qdm} est dirigée dans le sens opposé à l'aide d (elle est déphasée en arrière de l'angle $\pi/2$ sur la f.é.m. E_{rd}).

Pour déterminer la f.é.m. E_{rd} (*11*) induite par la f.m.m. longitudinale résultante, il faut projeter $\dot{E}_r$ sur la direction de l'axe q (ou lui ajouter la f.é.m. $-\dot{E}_{aq} = jX_{aqs}\dot{I}_q$). D'après la f.é.m. E_{rd} on trouve (*12*), à l'aide de la caractéristique à vide partielle $E_f = f(F_1)$, la f.é.m. longitudinale résultante (sans tenir compte de la tension magnétique du rotor) $F_{1rd} = 1{,}1$ et on la porte sur le diagramme sous la forme de la valeur complexe de $\dot{F}_{1rd}$ (*13*) qui est déphasée de l'angle $\pi/2$ en avant de $\dot{E}_{rd}$.

Puis, on détermine (*14*) graphiquement, d'après (55-33), la f.m.m. d'excitation $\dot{F}_{1f} = 1{,}725$ sans tenir compte de la tension magnétique du rotor.

Le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma} = 0{,}45$ est trouvé (*15*) comme flux correspondant à la f.m.m. F_{1f} sur la caractéristique $\Phi_{f\sigma} = f(F_1)$. En ajoutant le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma}$ au flux résultant d'induction mutuelle longitudinal $\Phi_{rdm} = E_{rd} = 1{,}1$, on peut trouver d'après (55-34) le flux par pôle $\Phi_2 = \Phi_{rdm} + \Phi_{f\sigma} = 1{,}1 + 0{,}45 = 1{,}55$; on détermine, à l'aide de la caractéristique $\Phi_2 = f(F_2)$, la tension magnétique du rotor $F_2 = 0{,}107$ qui lui correspond et on calcule par (55-35) la f.m.m. d'excitation totale $F_{fm} = F_{1f} + F_2 = 1{,}725 + 0{,}107 = 1{,}83$ qui est représentée dans le diagramme par la valeur complexe de $\dot{F}_{fm}$ (*17*).

4. Détermination du courant d'excitation (sans tenir compte de la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation). — Dans les cas où il suffit de déterminer le courant d'excitation avec une précision moins élevée on peut négliger la variation du flux de dispersion de l'enroulement d'excitation de la machine en charge et utiliser, pour trouver le courant d'excitation, la caractéristique à vide principale $E_f = f(F_f)$ sans avoir recours à la caractéristique à vide partielle $E_f = f(F_1)$, ni à d'autres caractéristiques de magnétisation. Les constructions à effectuer dans ce cas pour la détermination du courant d'excitation sont montrées à la figure 55-9 (les paramètres adoptés sont légèrement différents des précédents). La suite des opérations est indiquée par des chiffres *1* à *12*. La marche à suivre reste inchangée. Une seule différence avec la figure 55-8 réside en ce que d'après E_{rd} on détermine tout de suite la f.m.m. longitudinale résultante F_{rdm} qui tient compte de façon approchée de la tension magnétique du rotor et, d'après F_{rdm}, on trouve la f.m.m. d'excitation totale $\dot{F}_{fm} = \dot{F}_{rdm} - \dot{F}_{adm} - \dot{F}_{qdm}$. Dans le cas où la machine débite dans un circuit comprenant une résistance et une inductance, une telle détermination de $\dot{F}_{fm}$ donne pour le flux de dispersion et la tension magnétique du rotor des valeurs réduites. Comme on le voit sur la figure 55-8, au lieu du flux de dispersion $\Phi_{f\sigma} = 0{,}45$, on introduit dans le calcul le flux de dispersion $\Phi_{f\sigma v} = 0{,}29$ et, au lieu de la tension magnétique $F_2 = 0{,}107$, la tension magnétique $F_{2v} = 0{,}052$. C'est pourquoi la f.m.m. d'excitation déterminée par ce procédé est inférieure de $F_2 - F_{2v} = 0{,}107 - 0{,}052 = 0{,}055$ à la f.m.m. trouvée dans la figure 55-8; pour des paramètres adoptés dans la figure 55-8, elle est $F_{fm} = 1{,}83 - 0{,}055 = 1{,}78$ alors que sa valeur exacte est 1,83.

Pourtant vu la petitesse de F_2, l'erreur commise lors de la détermination de F_{fm} d'après la figure 55-9 n'est pas trop grande (dans le cas considéré, 3 %) si bien que dans certains cas on peut recommander de déterminer F_{fm} d'après la caractéristique à vide principale.

Si le régime de fonctionnement de la machine est donné par d'autres combinaisons de grandeurs fondamentales et il s'agit de déterminer non pas le courant d'excitation mais U, I ou φ, il convient de procéder de la même façon que dans le calcul d'une machine à pôles lisses saturée (v. plus haut).

CHAPITRE 56

TRANSFORMATION ÉLECTROMÉCANIQUE DE L'ÉNERGIE DANS UNE MACHINE SYNCHRONE

§ 56-1. Particularités de la transformation de l'énergie dans une machine synchrone fonctionnant en alternateur. Pertes. Rendement

La transformation électromécanique de l'énergie dans les machines électriques à courant alternatif a été examinée au chap. 30. Dans le chapitre actuel nous nous proposons d'étudier les particularités de la conversion de l'énergie dans les machines synchrones et d'examiner les diverses étapes de cette conversion sur l'exemple d'une machine synchrone fonctionnant en alternateur.

En ce régime (fig. 56-1), la machine reçoit de la part de son moteur d'entraînement une puissance mécanique

$$P_2 = M_2\Omega,$$

où M_2 est le couple moteur du moteur dirigé dans le sens de rotation.

Une fraction de cette puissance égale à P_f/η_f est dépensée pour entraîner l'excitatrice dont le rendement est η_f. La puissance $P_f/\eta_f - P_f$ se dégage par effet Joule dans l'excitatrice. La puissance $P_f = R_f I_f^2$ égale aux pertes dans l'enroulement d'excitation est prélevée au collecteur de l'excitatrice et transmise électriquement, par l'intermédiaire de balais et de bagues, à l'enroulement d'excitation de l'alternateur où elle passe aussi sous forme calorifique. Puisque l'entraînement de l'excitatrice exige de lui appliquer le couple $P_f/\eta_f\Omega$, le couple que le moteur d'entraînement fait agir sur le rotor *2* de la machine synchrone elle-même diminue et a pour valeur

$$M_{\text{ext}} = M_2 - \frac{P_f}{\eta_f\Omega}.$$

Dans ces conditions, le flux de puissance mécanique appliqué au rotor par l'intermédiaire de l'arbre mécaniquement contraint a pour expression

$$P_{\text{ext}} = P_2 - P_f/\eta_f = M_{\text{ext}}\Omega. \quad (56\text{-}1)$$

La puissance mécanique $P_{\text{méc}}$ convertie par la voie électromagnétique est inférieure à la puissance fournie au rotor, la différence étant égale à la somme des pertes mécaniques P_{fr} (frottement dans les paliers, frottement du rotor dans le milieu ambiant, etc.) et des pertes magnétiques supplémentaires $P_{\text{magn.sup}}$ dans les armatures

magnétiques dues aux harmoniques supérieurs du champ dans l'entrefer :

$$P_{\text{méc}} = M\Omega = P_{\text{ext}} - P_{\text{fr}} - P_{\text{magn. sup}}. \qquad (56\text{-}2)$$

Respectivement, le couple moteur mécanique qui fait équilibre au couple électromagnétique M exercé sur le rotor est inférieur au couple M_{ext} appliqué au rotor, la différence étant égale au couple de freinage dû aux facteurs énumérés ci-dessus

$$M = M_{\text{ext}} - \frac{P_{\text{fr}} + P_{\text{magn. sup}}}{\Omega}.$$

Fig. 56-1. Transformation de l'énergie dans une machine synchrone fonctionnant en alternateur :
1, induit (stator) ; *2*, inducteur (rotor) ; *3*, excitatrice (génératrice à courant continu).

Dans la machine synchrone l'enroulement d'excitation est alimenté en courant continu I_f et de ce fait (à la différence de la machine asynchrone) la puissance P_f nécessaire à son excitation est fournie à l'enroulement d'excitation par la voie électrique (depuis l'excitatrice).

Les courants continus I_f traversant les conducteurs de l'enroulement d'excitation peuvent être remplacés par un courant superficiel équivalent de densité A_f (v. fig. 56-2) qui produit une même (fixe par rapport au rotor) onde fondamentale du champ magnétique. Le courant superficiel de densité A_f, immobile par rapport au rotor, se déplace dans l'espace avec la vitesse angulaire Ω du rotor. C'est pourquoi la *puissance électromagnétique* développée par le courant superficiel tournant A_f ne diffère pas de la puissance $P_{\text{méc}} = M\Omega$ qui est amenée au courant superficiel depuis l'arbre par la voie mécanique :

$$P_{\text{méc}} = P_{\text{ém}} = M\Omega. \qquad (56\text{-}3)$$

La puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ est transmise au stator par l'intermédiaire du champ magnétique tournant. Une fraction de cette puissance correspondant aux pertes magnétiques P_{magn} passe sous forme calorifique dans l'armature du stator et le reste de la puissance

$$P_{\text{él.1}} = P_{\text{ém}} - P_{\text{magn}} \qquad (56\text{-}4)$$

est converti en *puissance électrique* qui est transmise à l'enroulement de l'induit

$$P_{\text{él.1}} = P + P_{\text{él.1}}, \qquad (56\text{-}5)$$

où $P_{él.1} = m_1RI^2$ sont les pertes électriques dans l'enroulement de l'induit calculées compte tenu des pertes supplémentaires ;

R est la résistance effective de l'enroulement de l'induit déterminée en tenant compte de ces pertes;

$P = m_1UI \cos \varphi = m_1R_{ch}I^2$, la puissance active fournie à la charge de la machine;

R_{ch}, la résistance de la charge.

Le rendement d'une machine synchrone fonctionnant en alternateur a pour expression

$$\eta=\frac{P}{P_2}=1-\frac{\Sigma P}{P+\Sigma P},$$

où $\Sigma P = P_f/\eta_f + P_{fr} + P_{magn.sup} + P_{magn} + P_{él.1}$ est la somme des pertes dans la machine.

§ 56-2. Puissance électromagnétique et couple électromagnétique

Dans la machine synchrone, il est plus commode d'exprimer la puissance électromagnétique et le couple électromagnétique en grandeurs d'induit (de stator). Comme il résulte de (56-4) et (56-5), la puissance électromagnétique de la machine peut être considérée comme la somme de trois puissances P, $P_{él.1}$ et P_{magn}:

$$P_{ém} = P + P_{él.1} + P_{magn}. \quad (56\text{-}6)$$

Les pertes magnétiques P_{magn} dues au champ résultant Φ_{rm} et proportionnelles à E_r^2 peuvent être représentées par des pertes $m_1R_{magn}I^2_{magn}$ produites dans une résistance fictive R_{magn} mise sous la tension E_r dans le schéma électrique équivalent (fig. 56-2). Alors on a

$$P_{magn}=m_1R_{magn}I^2_{magn}=\frac{m_1E_r^2}{R_{magn}}=m_1E_rI_{magn}, \quad (56\text{-}7)$$

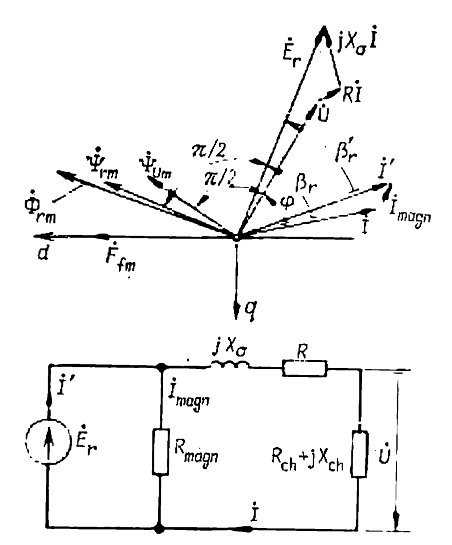


Fig. 56-2. Diagramme et schéma électrique équivalent d'une machine synchrone saturée (compte tenu des pertes magnétiques).

où $I_{magn} = P_{magn}/m_1E_r$ est le courant supplémentaire dans l'enroulement d'induit dirigé dans le sens de $\dot{E}_r$.

En récrivant (56-6) compte tenu de (56-7)

$$P_{ém} = m_1I\,(U \cos \varphi + IR) + m_1E_rI_{magn}$$

et en remarquant que $U \cos \varphi + I_r = E_r \cos \beta_r$ et $I \cos \beta_r + I_{magn} = I' \cos \beta'_r$, on obtient:

$$P_{ém} = m_1 E_r I' \cos \beta'_r. \qquad (56\text{-}8)$$

La formule (56-8) permet d'exprimer la puissance électromagnétique $P_{ém}$ qui est transmise au stator de la part de l'entrefer par les grandeurs intervenant dans l'enroulement d'induit: la f.é.m. résultante E_r d'induction mutuelle, le courant d'induit I' tenant compte du courant supplémentaire I_{magn} correspondant aux pertes magnétiques P_{magn}

$$I' = \sqrt{(I_{magn} + I \cos \beta_r)^2 + (I \sin \beta_r)^2}$$

et le cosinus de l'angle de déphasage β'_r entre la f.é.m. E_r et le courant I'

$$\cos \beta'_r = \frac{I \cos \beta_r + I_{magn}}{I'}.$$

Ainsi la formule (56-8) permet de calculer la puissance électromagnétique d'une machine synchrone saturée ou non saturée après la détermination de E_r, I, $\cos \beta_r$ et P_{magn} en un régime donné comme il a été décrit au chap. 55. Remarquons que les pertes magnétiques P_{magn} dans l'induit (stator) sont calculées, lorsque E_r (ou Φ_r) est connue, avec les mêmes formules que pour la machine asynchrone (v. § 40-3).

Comme il a été dit, la puissance électromagnétique fournie au stator est la somme de deux parties: la puissance

$$P_{él} = P + P_{él.1} = m_1 E_r I \cos \beta_r$$

et la puissance de pertes magnétiques $P_{magn} = m_1 E_r I_{magn}$. La puissance électrique $P_{él.1}$ peut être considérée comme une puissance dépensée pour le déplacement à la vitesse angulaire Ω du courant superficiel A_1 équivalent au courant I qui parcourt l'enroulement d'induit. La puissance P_{magn} peut être considérée comme une puissance dépensée pour le déplacement à la vitesse angulaire Ω du courant superficiel A_{1magn} équivalent au courant fictif I_{magn}.

Le couple électromagnétique M exercé sur le stator (fig. 56-1) résulte de l'interaction entre le champ résultant d'induction mutuelle dont le flux est égal à Φ_{rm} et le courant superficiel A'_1 équivalent au courant $\dot{I}' = \dot{I} + \dot{I}_{magn}$ dans l'enroulement d'induit.

La formule pour le calcul du couple électromagnétique peut être obtenue à partir de l'expression donnant la puissance électromagnétique

$$M = \frac{P_{ém}}{\Omega} = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{rm} I' \cos \beta'_r, \qquad (56\text{-}9)$$

où $\Psi_{rm} = \sqrt{2}\, E_r / p\Omega = w_1 k_{e.1} \Phi_{rm}$ est le flux total de champ résultant d'induction mutuelle couplé avec l'enroulement d'induit [1]).

[1]) Ψ_{rm} et Φ_{rm} sont déterminés d'après le premier harmonique du champ dans l'entrefer.

L'équation du couple électromagnétique

$$M = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{rm} I' \sin\left(\frac{\pi}{2} + \beta'_r\right) \tag{56-10}$$

peut également être obtenue à partir de la formule générale (29-2) qui fait intervenir le sinus de l'angle entre le flux embrassé Ψ_{rm} et le courant I' (fig. 56-2) égal à $(\pi/2 + \beta'_r)$. Comme $\sin(\pi/2 + \beta'_r) = \cos\beta'_r$, l'équation (56-10) se ramène à (56-9).

Si l'on néglige les pertes magnétiques et pose $P_{\text{magn}} = 0$, $I_{\text{magn}} = 0$ et $R_{\text{magn}} = 0$, le couple électromagnétique appliqué au stator aura pour valeur

$$M = \frac{P_{\text{ém}}}{\Omega} = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{rm} I \cos\beta_r, \tag{56-11}$$

où $P_{\text{ém}} = m_1 I E_r \cos\beta_r$.

Lorsque les pertes magnétiques et électriques dans l'induit sont nulles ($P_{\text{magn}} = 0$, $P_{\text{él.1}} = 0$), la puissance électromagnétique devient égale à la puissance active:

$$P_{\text{ém}} = m_1 E_r I \cos\beta_r = m_1 U I \cos\varphi = P,$$

si bien que $E_r \cos\beta_r = U\cos\varphi$ (v. diagramme de la figure 55-2) et le couple électromagnétique peut être exprimé par le flux total Ψ_{Um}, couplé avec l'enroulement d'induit, correspondant à la tension U:

$$M = \frac{P}{\Omega} = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{Um} I \cos\varphi, \tag{56-12}$$

où $\Psi_{Um} = \sqrt{2} U / p\Omega$.

Le couple électromagnétique est positif dans la marche en alternateur lorsque $-\pi/2 < \beta'_r < \pi/2$; $-\pi/2 < \beta_r < \pi/2$; $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ (le couple positif s'exerce dans le sens de rotation sur le stator et dans le sens opposé à la rotation sur le rotor).

Pour $3\pi/2 > \beta'_r > \pi/2$; $3\pi/2 > \beta_r > \pi/2$; $3\pi/2 > \varphi > \pi/2$, le couple électromagnétique est négatif ce qui correspond à la marche en moteur.

Le couple électromagnétique d'une machine à pôles saillants non saturée peut être représenté par la somme de deux composantes.

En négligeant, pour simplifier le calcul, les pertes magnétiques ($P_{\text{magn}} = 0$), on peut exprimer la f.é.m. résultante $\dot{E}_r$ d'induction mutuelle par la somme de la f.é.m. d'excitation $\dot{E}_f$ et de la f.é.m. $\dot{E}_a = -R_a \dot{I} - jX_a \dot{I}$ engendrée par le champ d'induit (54-34), où R_a, X_a sont les composantes de l'impédance principale de l'induit (54-37), $\dot{E}_r = \dot{E}_f + \dot{E}_a$ et remplacer dans (56-11) la projection de $\dot{E}_r$ sur la direction du courant $\dot{I}$ par la somme des projections de $\dot{E}_f$

et $\dot{E}_a$ sur cette direction (v. fig. 56-3)

$$E_r \cos \beta_r = E_f \cos \beta + E_a \cos \beta_a,$$

où $E_a \cos \beta_a = -R_a I$.

On peut faire la même chose pour les flux totaux embrassés

$$\Psi_{rm} \cos \beta_r = \Psi_{fm} \cos \beta + \Psi_{am} \cos \beta_a.$$

Alors, en partant de (56-11), on obtient

$$M = \frac{P_{\text{ém}}}{\Omega} = M_{af} + M_{aa}, \qquad (56\text{-}13)$$

où

$$M_{af} = \frac{m_1 E_f I_q}{\Omega} = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{fm} I \cos \beta$$

est *le couple dû à l'interaction entre le courant d'induit I et le champ d'excitation qui produit le flux embrassé* Ψ_{fm};

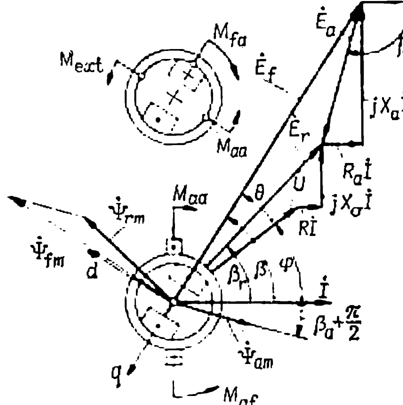


Fig. 56-3. Détermination des composantes du couple électromagnétique d'une machine à pôles saillants saturée avec résistance et inductance dans un circuit ($\beta > 0$).

$$M_{aa} = -\frac{m_1 R_a I^2}{\Omega} = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} I \Psi_{am} \cos \beta_a$$

est *le couple dû à l'interaction du courant d'induit et son champ, qui est décalé du fait des pôles saillants du rotor, d'un certain angle* ($\beta_a + \pi/2$) *par rapport au courant et engendre le flux total embrassé* Ψ_{am}.

Le couple M_{af} ne s'exerce que dans une machine *excitée*. Le couple M_{aa} ne peut être développé que dans une machine *à pôles saillants* ($X_d \neq X_q$) pour $\beta \neq 0$, $\pi/2$, π ou $3\pi/2$ lorsque $\beta_a \neq -\pi/2$ et $R_a \neq 0$. Ce couple prend naissance si le flux total embrassé Ψ_{am} (ou le champ d'induit) est décalé d'un certain angle ($\beta_a + \pi/2$) par rapport au courant ce qui a lieu lorsque le courant $\dot{I}$ n'est pas dirigé le long de l'axe longitudinal ou transversal du rotor. Les couples M_{af} et M_{aa} qui s'exercent sur le stator lorsque la machine fonctionne en alternateur débitant dans un circuit comprenant la résistance et l'inductance ($\varphi > 0$, $\beta > 0$) sont montrés à la figure 56-3. Les sens de ces couples peuvent être déterminés tant par la règle des trois doigts de la main gauche, en l'appliquant au courant dans le stator, que de façon formelle à l'aide de (56-13). On voit qu'à ce régime le couple M_{aa} est négatif ($R_a > 0$). Des couples corres-

pondants s'exerçant dans des sens opposés à ceux des couples agissant sur le stator s'appliquent aussi au rotor. Le sens du couple M_{af} exercé sur le rotor est déterminé par la règle des trois doigts de la main gauche d'après la force électromagnétique qui résulte de l'interaction du courant d'excitation et du champ d'induit. Le couple M_{aa} qui agit sur un rotor à pôles saillants dans le champ d'induit tend toujours à faire tourner le rotor de manière que l'axe de ses pôles (axe d) soit dirigé le long du champ d'induit. En effet, de la relation exprimant le couple électromagnétique par la variation de l'énergie du champ magnétique à valeur fixe du courant d'induit $M_{aa} \equiv i^2\, dL_{11}/d\gamma$ il découle que le couple M_{aa} s'exerce dans le sens des déplacements $d\gamma$ tels que l'inductance L_{11} de l'induit augmente et $dL_{11} > 0$, c'est-à-dire des déplacements qui approchent l'axe longitudinal du rotor de l'axe du champ d'induit. Le diagramme de la machine fonctionnant en alternateur débitant dans un circuit comprenant la résistance et la capacité ($\varphi < 0$) pour le cas de $\beta < 0$ est représenté à la figure 56-4.

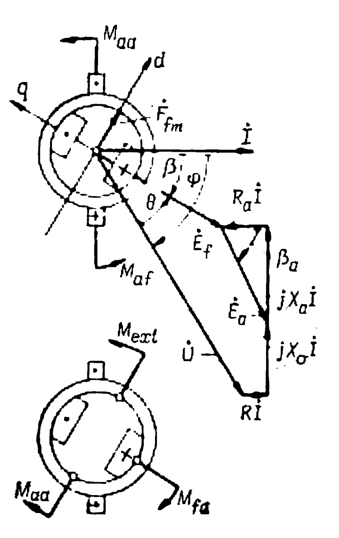


Fig. 56-4. Détermination des composantes du couple électromagnétique d'une machine à pôles saillants non saturée avec résistance et capacité dans un circuit ($\beta < 0$).

Quel que soit le courant d'excitation, dans la marche en alternateur le couple M_{af} est toujours positif et s'exerce sur le rotor dans le sens opposé à la rotation. Le couple M_{aa} est négatif lorsque la machine débite dans un circuit comprenant la résistance et l'inductance ($\varphi > 0$; $\beta > 0$) et positif si elle débite dans un circuit présentant la résistance et la capacité ($\varphi < 0$) dans le cas de $\beta < 0$. Cela s'explique de façon formelle par le changement de signe de la composante résistive de l'impédance principale R_a ($R_a > 0$ pour $\beta > 0$ et $R_a < 0$ pour $\beta < 0$).

CHAPITRE 57

CARACTÉRISTIQUES D'UN ALTERNATEUR SYNCHRONE ISOLÉ

§ 57-1. Particularités de fonctionnement d'un alternateur isolé

Lorsque l alternateur synchrone alimente, de façon indépendante, une charge, son régime de fonctionnement varie suivant la nature des récepteurs. A des régimes normaux d'utilisation, lorsque la puissance demandée par les récepteurs ne dépasse pas la puissance nominale de l'alternateur, l'amplitude et la fréquence de la tension fournie par l'alternateur doivent être proches de leurs valeurs nominales. Dans les installations modernes, on l'obtient grâce au réglage automatique de l'excitation et de la vitesse de rotation de la machine motrice.

A des régimes perturbés dont le principal est celui de court-circuit équilibré permanent aux bornes de l'alternateur (ou sur le réseau qu'il alimente), le courant d'induit de l'alternateur peut accuser une forte croissance [1]). Les systèmes d'excitation de l'alternateur et de réglage automatique d'excitation et le système de sa protection contre une augmentation inadmissible du courant et contre une baisse inadmissible de la tension doivent assurer la possibilité d'utilisation de l'alternateur aux régimes normaux et perturbés.

§ 57-2. Caractéristique de réglage

On appelle caractéristique de réglage d'un alternateur la courbe traduisant la variation du courant d'excitation en fonction du courant d'induit

$$I_f = f(I)$$

à valeurs constantes de la tension, de la vitesse angulaire de rotation et de l'angle de charge (U = constante, Ω = constante, φ=constant).

La caractéristique de réglage montre comment il faut régler le courant d'excitation I_f pour que la tension U reste inchangée lorsque l'impédance de charge Z_{ch} varie. Généralement, les caractéristi-

[1]) La charge déséquilibrée et les court-circuits déséquilibrés sont examinés au chap. 61, les phénomènes transitoires dans le cas d'un court-circuit équilibré sont étudiés au chap. 73.

ques de réglage sont construites sous la tension nominale maintenue constante U_n = constante et à la vitesse de rotation nominale. A cet effet, il faut se donner quelques valeurs du courant d'induit, par exemple $I = 0$; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 et déterminer pour chacun de ces courants (v. chap. 55) le courant d'excitation I_f exigé.

Si l'on ne tient pas compte de la saturation de la machine, le courant d'excitation se calcule analytiquement à l'aide de (55-7) ou (55-17); dans le cas contraire, le flux d'excitation se détermine graphiquement à l'aide des caractéristiques de magnétisation et du diagramme des tensions et des f.m.m. de la figure 55-4 (pour une machine à pôles lisses) ou de la figure 55-8 (pour une machine à pôles saillants).

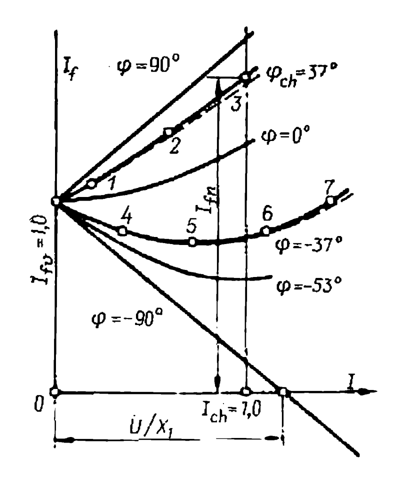


Fig. 57-1. Caractéristiques de réglage d'un alternateur synchrone $I_f = f(I)$ à U_n = constante, Ω_n = constante, φ = constant : ———, sans tenir compte de la saturation; — — — — —, compte tenu de la saturation.

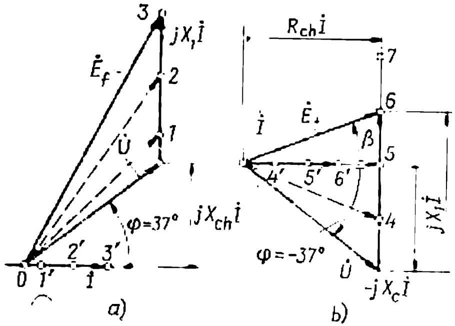


Fig. 57-2. Exemple de construction des caractéristiques de réglage.

Une famille de caractéristiques de réglage d'un alternateur synchrone $I_f = f(I)$ construites pour différentes valeurs de l'angle de charge φ est montrée à la figure 57-1.

Lorsque la machine débite dans un circuit présentant de la résistance et de l'inductance ($\varphi > 0$), la f.m.m. de l'induit produit un effet démagnétisant de sorte que pour maintenir la tension au niveau donné il faut augmenter le courant d'excitation. La plus grande augmentation du courant d'excitation se produit lorsque la charge de la machine est purement inductive ($\varphi = 90°$) et la plus petite lorsque la machine débite dans un circuit purement résistant ($\varphi = 0$).

Cette conclusion est confirmée qualitativement à l'aide du diagramme le plus simple des tensions représenté par la figure 57-2, *a* (sans tenir compte de la saturation et des pôles saillants, suivant le § 55-1) pour $\varphi = 37°$. Le lieu géométrique du courant I est la droite *1'*, *2'*, *3'* et de la f.é.m. E_f la droite *1*, *2*, *3*. On voit que pour $\varphi > 0$

l'augmentation du courant I s'accompagne d'une augmentation continue de E_f ou de I_f (sur la caractéristique de réglage de la figure 57-1 pour $\varphi = 37°$, les chiffres *1*, *2*, *3* désignent les mêmes points que sur la figure 57-2, *a*). L'influence de la charge sur le courant d'excitation est d'autant plus grande que la réactance inductive de l'enroulement d'induit

$$X_1 = X_\sigma + X_a$$

est plus élevée.

Le point *3* ($\cos \varphi_n = 0,8$, $I_n = 1,0$) détermine le courant d'excitation nominal I_{fn}. Ce courant diffère d'autant plus fortement du courant d'excitation à vide I_f que la valeur de la réactance X_1 en unités relatives est plus élevée.

Les valeurs exactes du courant d'excitation peuvent être déterminées à l'aide des diagrammes construits compte tenu de la saturation et des pôles saillants. Toutefois les caractéristiques de réglage calculées en tenant compte de la saturation (dans la figure 57-1, elles sont tracées en traits interrompus) ne diffèrent que peu des caractéristiques calculées sans tenir compte de la saturation.

Dans le cas d'une charge présentant une résistance et une capacité ($\varphi < 0$, v. fig. 57-2, *b*) le courant d'excitation est plus petit qu'en marche à vide $I_f < I_{fv}$, lorsque les courants d'induit sont faibles (au point *4*, par exemple), passe par sa valeur minimale (point *5*) et commence de nouveau à augmenter.

Ce phénomène peut s'expliquer à l'aide du réseau de diagrammes des tensions construits sur la figure 57-2, *b*. Comme on le voit sur cette figure, la f.é.m. E_f dont le lieu géométrique est la droite *4*, *5*, *6*, *7*, subit, lorsque le courant d'induit passe du point *4'* au point *6'*, des variations analogues à celles du courant d'excitation que nous venons de décrire. Pour des courants d'induit $I = \frac{U|\sin \varphi|}{X_C}$ peu intenses (points *4*, *4'*) qui s'observent pour $X_C > X_1$, l'angle $\beta = \operatorname{arctg} \frac{X_1 - X_C}{R_{ch}} < 0$ et la f.é.m. $\dot{E}_f$ est *en retard* sur le courant $\dot{I}$. En ces points, le courant longitudinal et la f.m.m. longitudinale de l'induit exercent une *action magnétisante*; la f.é.m. $E_f < U$ et le courant d'excitation I_f est inférieur au courant d'excitation à vide I_{fv}. Aux points *5*, *5'* pour $X_C = X_1$, il se produit une résonance de tension; la réactance du schéma électrique équivalent de la machine par rapport à la f.é.m. E_f s'annule $X_1 - X_C = 0$; le courant d'induit a pour valeur

$$I = \frac{U|\sin \varphi|}{X_1} = \frac{U \cos \varphi}{R_{ch}}$$

et est en phase avec la f.é.m. E_f ($\beta = 0$). Dans ce cas, le courant d'excitation prend sa valeur minimale possible $I_{f\,min}$ correspondant à $E_{f\,min} = U \cos \varphi$ (point *5* de la figure 57-1).

Pour des courants $I = \frac{U|\sin \varphi|}{X_C} > \frac{U|\sin \varphi|}{X_1}$, c'est-à-dire pour $X_C < X_1$ l'angle $\beta > 0$ et la f.é.m. $\dot{E}_f$ est *en avance* sur le

courant $\dot{I}$ (aux points 6, 6', par exemple). En ces points, le courant longitudinal et la f.m.m. longitudinale de l'induit exercent une *action démagnétisante*; la f.é.m. $E_f > E_{f\,min}$ et le courant d'excitation I_f est plus grand que le courant $I_{f\,min}$ qui s'observe au point 5 lorsque le courant d'induit ne comporte que la composante transversale I_q et sa composante longitudinale disparaît. Enfin, au point 7 où le courant d'induit est

$$I = \frac{\widetilde{U}\,|\sin\varphi|}{X_C} = 2\,\frac{U\,|\sin\varphi|}{X_1},$$

c'est-à-dire pour $X_C = X_1/2$, la f.é.m. E_f redevient égale à la tension U et le courant d'excitation à celui dans la marche à vide $I_f = I_{fv}$ (point 7 de la figure 57-1).

Si l'on tient compte de la saturation et des pôles saillants, les relations quantitatives se trouvent légèrement modifiées alors que l'aspect qualitatif reste le même. Il est à noter que l'influence de la seule saturation est peu sensible (cf. caractéristiques pour $\varphi = -37°$ de la figure 57-1).

Dans le cas où l'alternateur débite dans une charge purement capacitive, la baisse du courant d'excitation lorsque le courant d'induit augmente est la plus marquée. De plus, la diminution du courant d'excitation suit une loi linéaire. Pour le courant d'induit

$$I = \frac{U\,|\sin\varphi|}{X_C} = \frac{U}{X_C} = \frac{U}{X_1},$$

correspondant à la résonance de tension, le courant d'excitation disparaît complètement. Ainsi, lorsque la machine est branchée sur une capacitance, une tension peut apparaître entre ses bornes même en l'absence de toute excitation. Ce phénomène est connu sous le nom d'*auto-excitation* d'une machine synchrone (il est examiné plus en détail au § 57-6 de ce chapitre).

Si l'on réduit encore la capacitance en la rendant inférieure à X_1 ($X_C < X_1$) ce qui correspond aux courants $I > U/X_1$, il faudra, pour maintenir constante la tension U aux bornes de la machine, l'exciter avec un courant négatif $I_f < 0$, dont la f.m.m. est dirigée contre la f.m.m. de l'induit. Une analyse détaillée du régime à excitation négative montre que le fonctionnement de la machine est dans ce cas instable. Tout écart aléatoire du rotor par rapport à la position dans laquelle sa f.m.m. F_{fm} est dirigée contre la f.m.m. F_{am} fait naître un couple électromagnétique qui tend à augmenter cet écart. Il en résulte que le rotor et sa f.m.m. F_{fm} tournent par rapport à la f.m.m. F_{am} d'un angle électrique de 180° ce qui fait établir un régime en lequel la f.m.m. F_{fm} agit en accord avec F_{am}.

Le régime à excitation négative ne peut être réalisé que dans une machine équipée de dispositifs de réglage automatique de l'excitation et de la vitesse de rotation à manœuvre rapide.

§ 57-3. Caractéristiques externes

On appelle caractéristique externe d'un alternateur la courbe représentant la tension aux bornes en fonction du courant d'induit $U = f(I)$ *à courant d'excitation, vitesse de rotation et angle de charge constants* (I_f = constant, Ω = constante, φ = constant).

Les caractéristiques externes montrent comment varie la tension aux bornes de l'alternateur lorsque l'intensité débitée augmente, le courant d'excitation et la nature de la charge étant inchangés. Elles sont généralement construites pour l'un de deux courants d'excitation caractéristiques: le courant d'excitation I_{fv} correspondant à la tension nominale U_n à vide ou le courant d'excitation I_{fn} correspondant au régime nominal (U_n, I_n, φ_n).

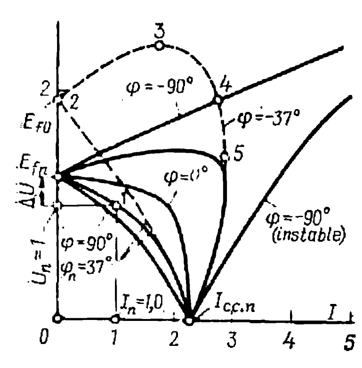


Fig. 57-3. Caractéristiques externes d'un alternateur synchrone $U = f(I)$ à $I_f = I_{fn}$ = constant, Ω_n = constante, φ = constant: ———, compte tenu de la saturation; — — — —, sans tenir compte de la saturation.

Une famille de caractéristiques externes d'un alternateur synchrone ($X_1 = 0{,}86$, $X_\sigma = 0{,}16$; $X_a = 0{,}70$) conçues à $U = U_n$; $I_f = I_{fv} = 1{,}68$ et différentes valeurs de l'angle de charge φ est montrée sur la figure 57-3. Pour construire des caractéristiques externes on doit obligatoirement tenir compte de la saturation. La comparaison des caractéristiques externes pour $\varphi = \pm 37°$ ($\cos\varphi = 0{,}8$) construites pour le même courant d'excitation avec prise en compte (courbes continues) et sans prise en compte de la saturation (courbes interrompues) permet de s'assurer que les caractéristiques qui négligent la saturation se confondent avec les caractéristiques exactes seulement pour de petites valeurs de la tension et ne permettent de juger sur la variation de la tension que du point de vue qualitatif. La construction des caractéristiques externes exige de déterminer la tension U dans nombre de régimes donnés par I_f, I et φ. A cet effet, il convient de se reporter au chap. 55. Les caractéristiques représentées sur la figure 57-3 en traits pleins sont construites à l'aide du diagramme d'une machine synchrone à pôles lisses. De ce fait on a utilisé la caractéristique à vide normale d'une machine à pôles lisses donnée par la figure 53-11.

La caractéristique externe principale à angle de charge nominal $\varphi_n = 37°$ passe par le point *1* en lequel la tension et le courant ont leurs valeurs nominales ($U_n = 1$, $I_n = 1$). Une diminution du courant débité dans une charge présentant de la résistance et de l'inductance (pour $\varphi = \varphi_n$) s'accompagne, lorsque le courant d'excitation est maintenu constant, par une augmentation de la tension qui se produit grâce à l'affaiblissement de l'action démagnétisante de la

f.m.m. F_a de l'induit. Dans la marche à vide quand l'impédance de charge $Z_{ch} = \infty$, le courant d'induit $I = 0$ de sorte que la f.m.m. de l'induit disparaît et la tension aux bornes de la machine devient égale à $U = E_{fn}$ où $E_{fn} = f\ (I_{fn})$ suivant la caractéristique à vide. A partir de la f.é.m. E_{fn} on peut déterminer la *variation* relative *de tension nominale de l'alternateur* en cas de suppression de la charge

$$\Delta U_* = \frac{\Delta U}{U_n} = \frac{E_{fn} - U_n}{U_n} \tag{57-1}$$

(pour la machine considérée $\Delta U_* = \frac{1,26-1,0}{1,0} = 0,26$).

Une augmentation du courant débité dans une charge comprenant une résistance et une inductance (pour $\varphi = \varphi_n$) entraîne une baisse de tension. Pour une impédance de charge $Z_{ch} = 0$, c'est-à-dire lorsque l'enroulement d'induit est mis en court-circuit, on a un régime de court-circuit équilibré permanent pour un courant d'excitation $I_f = I_{fn}$. La tension entre les bornes de l'enroulement d'induit $U = 0$; le courant devient égal au courant de court-circuit à excitation nominale:

$$I = I_{cc.n} \frac{E_{fn0}}{X_1} = \frac{1,93}{0,86} = 2,25,$$

où $E_{fn0} = f\ (I_{fn})$ suivant la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f\ (F_\delta)$.

Les caractéristiques externes construites pour le même courant d'excitation $I_{fn} = 1,68$ mais des valeurs différentes de l'angle $\varphi \neq \varphi_n$ ont les mêmes points de marche à vide ($U = E_{fn}$, $I = 0$) et en court-circuit ($U = 0$, $I = I_{cc.n}$) que ceux de la caractéristique externe principale.

Dans le cas d'une charge présentant de la résistance et de l'inductance quand $90° > \varphi > 0$, l'augmentation du courant de $I = 0$ à $I = I_{cc.n}$ fait décroître de façon monotone la tension de E_{fn} à 0. Cette décroissance est la plus brusque à la charge purement inductive ($\varphi = 90°$, $\cos \varphi = 0$) et la moins brusque à la charge purement résistante ($\varphi = 0$, $\cos \varphi = 1,0$).

Dans le cas d'une charge présentant de la résistance et de la capacité, c'est-à-dire pour $0 > \varphi > -90°$, la variation de la tension suit une loi plus complexe (v. caractéristique en trait plein pour $\varphi = -37°$ de la figure 57-3). Pour de faibles valeurs du courant débité, lorsque la capacitance X_C est grande, la tension devient supérieure à celle à vide ($U > E_{fn}$) ; pour un certain courant auquel correspond une résonance de tension ($X_C = X_{1s}$, où X_{1s} est la réactance de l'induit calculée compte tenu de la saturation), la tension atteint sa valeur maximale ($U = U_{max}$) ; si l'impédance de charge Z_{ch} diminue encore, la tension décroît alors que le courant d'induit continue à croître, atteint sa valeur maximale $I_{max} > I_{cc.n}$ et ensuite décroît jusqu'à $I_{cc.n}$.

La caractéristique externe d'une machine débitant dans une charge purement capacitive, c'est-à-dire pour $\varphi = -90°$, comporte

deux branches qui ne se coupent pas et dont l'une passe par le point de marche à vide ($U = E_{fn}$, $I = 0$) et l'autre par le point correspondant au court-circuit ($U = 0$, $I = I_{cc.n}$). Les régimes de fonctionnement sur la deuxième branche sont instables parce qu'ils correspondent à des courants d'excitation *négatifs* (v. analyse des caractéristiques de réglage).

Les caractéristiques externes qui ne tiennent pas compte de la saturation peuvent être représentées sous forme analytique par des relations du type (55-18) pour une machine à pôles saillants et du type (55-8) pour une machine à pôles lisses. Comme il a été déjà dit, pour de faibles valeurs de la tension ces caractéristiques se confondent avec les caractéristiques exactes et peuvent être utilisées pour une analyse qualitative des caractéristiques externes.

L'analyse des équations qui régissent les caractéristiques externes pour une charge comprenant de la résistance et de la capacité permet de déterminer leurs points caractéristiques (points *3*, *4*, *5* sur la caractéristique pour $\varphi = -37°$ tracée en traits interrompus). Ayant en vue que lorsque la machine fonctionne suivant une caractéristique externe $R_{ch} = Z_{ch} \cos \varphi$, $X_{ch} = Z_{ch} \sin \varphi$ et $\cos \varphi =$ constant et $\sin \varphi =$ constant et que la seule Z_{ch} est variable, on peut trouver pour $E_f = E_{fn0}$, à partir de (55-8) la dérivée dU/dZ_{ch} et, en l'annulant, déterminer que la tension a sa valeur maximale $U = U_{max} = E_{fn0}/\cos \varphi$ (point *3*) pour $|X_{ch}| = X_1$ et $Z_{ch} = X_1/|\sin \varphi|$, c'est-à-dire à la résonance de tension quand

$$I = \frac{U}{Z_{ch}} = \frac{E_{fn0}}{X_1} |\operatorname{tg} \varphi| = I_{cc.n} |\operatorname{tg} \varphi|.$$

Respectivement, en calculant à l'aide de (55-8) la dérivée dI/dZ_{ch} et en l'annulant, on peut constater que le courant a sa valeur maximale

$$I_{max} = \frac{E_{fn0}}{X_1 \cos \varphi} = \frac{I_{cc.n}}{\cos \varphi}$$

pour $Z_{ch} = X_1 \sin \varphi$ (point *5*), lorsque

$$U = Z_{ch} I_{max} = E_{fn0} \operatorname{tg} \varphi.$$

Il n'est pas difficile non plus de trouver à l'aide de (55-8) le courant pour lequel la tension qui diminue reprend sa valeur à vide, c'est-à-dire $U = E_{fn}$ (point *4*). Ce courant a pour valeur

$$I = \frac{2E_{fn0}|\sin \varphi|}{X_1} = 2|\sin \varphi| I_{cc.n}$$

et correspond à l'impédance de charge $Z_{ch} = X_1/2 |\sin \varphi|$.

§ 57-4. Caractéristique en court-circuit

On appelle caractéristique en court-circuit la courbe représentant le courant d'induit en fonction du courant d'excitation

$$I_{cc} = f(I_f)$$

dans le cas d'un court-circuit équilibré permanent aux bornes de l'enroulement d'induit ($Z_{ch} = 0$, $U = 0$).

Pour obtenir expérimentalement une telle caractéristique, il faut court-circuiter (à travers des ampèremètres ou des transformateurs de courant) les bornes de l'enroulement d'induit. Puis, il faut entraîner l'alternateur à la vitesse angulaire nominale Ω_n et, en augmentant progressivement le courant d'excitation, relever la courbe $I_{cc} = f(I_f)$ dont l'allure typique est montrée à la figure 57-4. L'expérience montre que cette dépendance est linéaire même dans

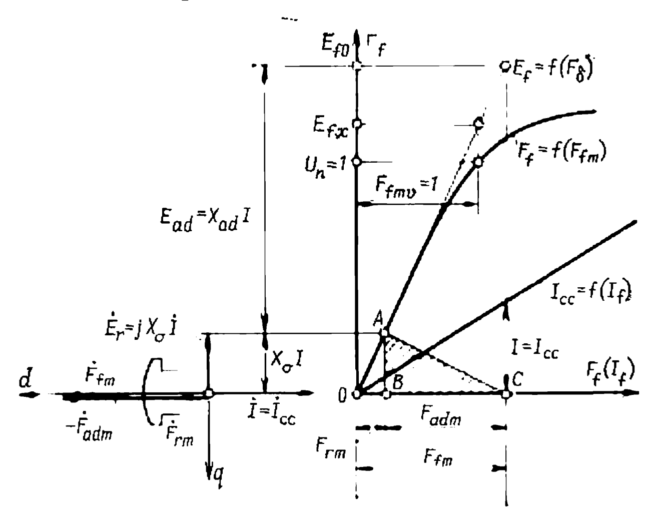


Fig. **57-4.** Caractéristique en court-circuit équilibré permanent $I_{cc} = f(I_f)$.

le cas où les courants de court-circuit sont plusieurs fois plus grands (3 à 4 fois) que le courant nominal dans l'enroulement d'induit.

Au régime de court-circuit, le champ d'excitation se trouve fortement affaibli par suite de l'action démagnétisante de la f.m.m. longitudinale de l'induit. Le circuit magnétique de la machine est faiblement saturé si bien que pour la détermination du courant de court-circuit on peut utiliser, dans le cas général, le schéma électrique équivalent d'une machine synchrone à pôles saillants non saturée représenté par la figure 54-1 ou l'équation des tensions (55-19). En court-circuit, l'impédance de charge disparaît ($Z_{ch} = 0$, $R_{ch} = 0$, $X_{ch} = 0$) de sorte que le courant de court-circuit n'est limité que par l'impédance de l'enroulement d'induit : par sa résistance effective R et sa réactance inductive X_1.

La résistance des conducteurs de l'enroulement d'induit étant très petite par rapport à sa réactance transversale (en unités relatives $R = 0{,}01$ à $0{,}001$; $X_q = 0{,}3$ à $1{,}5$ pour des machines à pôles saillants et $X_q = X_d = 1{,}0$ à $2{,}5$ pour des machines à pôles lisses), le cosinus de l'angle β (55-15) pour $Z_{ch} = 0$ ne diffère pratiquement

pas de zéro :

$$\cos\beta = \frac{R}{\sqrt{X_q^2+R^2}} \approx 0,$$

l'angle $\beta = \pi/2$, $\sin\beta = 1{,}0$ et le courant d'induit est longitudinal :

$$I_d = I\sin\beta = I = I_{cc};$$

$$I_q = I\cos\beta = 0.$$

Respectivement, la réactance X_1 que l'induit présente au courant de court-circuit pour $\beta = \pi/2$ est égale à sa composante longitudinale X_d (sans tenir compte de la saturation) :

$$X_1 = \frac{X_d+X_q}{2} - \frac{X_d-X_q}{2}\cos 2\beta = X_d,$$

et la résistance effective R_1 de l'induit ne diffère pas de la résistance effective de l'enroulement :

$$R_1 = R + \frac{X_d-X_q}{2}\sin 2\beta = R.$$

Le courant de court-circuit lui-même peut être déterminé par la formule suivante qui découle de (55-19) et est valable tant pour les machines à pôles saillants que pour celles à pôles lisses dans lesquelles $X_1 = X_d = X_q$:

$$I_{cc} = \frac{E_{f0}}{\sqrt{R^2+X_d^2}}, \tag{57-2}$$

où E_{f0} est la f.é.m. correspondant à la valeur donnée du courant d'excitation I_f et déterminée à l'aide de la caractéristique à vide linéarisée $E_f = f(F_{fm})$.

A la vitesse angulaire nominale $\Omega = \Omega_n$ ($\omega = \omega_n$), la résistance effective R de l'enroulement d'induit est petite devant sa réactance si bien que sans commettre d'erreur sensible on peut calculer le courant de court-circuit par la formule

$$I_{cc} = \frac{E_{f0}}{X_d}. \tag{57-3}$$

Il convient de remarquer qu'à I_f = constant le courant de court-circuit est presque indépendant de la vitesse angulaire du rotor puisque la f.é.m. E_{f0} et la réactance X_d sont proportionnelles à cette vitesse

$$E_{f0} = E_{fn0}\Omega_*;$$

$$X_d = X_{dn}\Omega_*,$$

où X_{dn}, E_{fn0} sont la réactance et la f.é.m. à la vitesse angulaire nominale sans tenir compte de la saturation ; $\Omega_* = \Omega/\Omega_n$ est la vitesse angulaire relative du rotor.

Il s'ensuit de la formule approchée (57-3) que dans ces conditions le courant de court-circuit ne dépend pas de la vitesse angulaire:

$$I_{cc}=\frac{E_{f0}}{X_d}=\frac{E_{fn0}}{X_{dn}}=I_{cc.\,n}=\text{constant}.$$

En tenant compte de l'influence due à la composante résistive selon (57-2), on peut s'assurer qu'en effet le courant de court-circuit est pratiquement constant quand les vitesses angulaires sont suffisamment grandes, et ce n'est qu'aux vitesses très petites qu'il commence à décroître progressivement et finit par s'annuler. Ceci est illustré par la figure 57-5 qui représente la courbe $I_{cc}/I_{cc.n} = f\ (\Omega_*)$ construite à I_f = constant pour une machine de paramètres $R = 0{,}01$, $X_d = 1{,}0$. La figure 57-4 montre la détermination graphique du courant d'excitation I_f (ou de la f.m.m. F_f) à courant de court-circuit donné pour une machine à pôles saillants. Cette détermination est effectuée à l'aide du diagramme d'une machine à pôles saillants saturée (fig. 55-9) et de la caractéristique à vide pour avoir une idée de la valeur des courants pour laquelle le circuit magnétique de la machine reste à l'état non saturé.

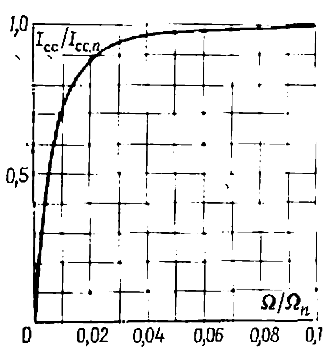


Fig. 57-5. Variation du courant de court-circuit en fonction de la vitesse angulaire relative du rotor (à I_f = constant).

Comme on le voit sur la figure, la f.m.m. d'excitation F_{fm} est égale à la somme de la f.m.m. F_{rm} correspondant à la f.é.m. résultante d'induction mutuelle $E_r = X_\sigma I$ et de la f.m.m. F_{adm} équivalente à la f.m.m. longitudinale de l'induit.

Pour $E_{*r} = X_{*\sigma} I_* < 0{,}7$, lorsque la caractéristique à vide $E_f = f\ (F_{fm})$ est pratiquement linéaire et se confond avec la caractéristique $E_f = f\ (F_\delta)$, la f.m.m. F_{rm} est proportionnelle à la f.é.m. $E_r = X_\sigma I$ et au courant de court-circuit. De plus, dans ces conditions, le coefficient $k_{Za} = F_1/F_\delta = 1{,}0$ et le coefficient $\xi_d = 1{,}0$, le coefficient $k_{qd} = 0$ si bien que conformément à (55-30) on a

$$X_{adn} = X_{ad}; \quad E_{ad} = X_{ad} I.$$

C'est pourquoi la f.m.m. F_{adm} qui correspond à la f.é.m. E_{ad} sur la caractéristique $E_f = f\ (F_\delta)$ est elle aussi proportionnelle au courant de court-circuit ce qui signifie que la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = F_{rm} + F_{adm}$ et le courant d'excitation F_f/w_f sont proportionnels au courant de court-circuit tant que $E_{*r} < 0{,}7$ et le courant de court-circuit lui-même

$$I_{*cc} < 0{,}7/X_{*\sigma} \approx 4 \text{ à } 7{,}0\ ^{1)}.$$

[1]) La réactance $X_{*\sigma}$ est supposée indépendante du courant dans l'enroulement d'induit.

Pour exprimer la caractéristique en court-circuit $I_{cc} = f(I_f)$ en unités relatives il est commode d'utiliser un *triangle dit de court-circuit* (triangle rectangle $\triangle ABC$) représenté à la figure 57-4. Le côté de l'angle droit AB de ce triangle est égal à la f.é.m. de fuites $X_\sigma I$, le côté de l'angle droit BC est égal à la f.m.m. F_{adm} et est équivalent à la f.m.m. longitudinale de l'induit. Les dimensions du triangle ou de ses côtés de l'angle droit AB et BC sont proportionnelles au courant dans l'enroulement d'induit.

En se servant du triangle de court-circuit, il n'est pas difficile de trouver le courant I_f ou la f.m.m. d'excitation F_{fm} correspondant à la valeur donnée du courant de court-circuit. Le courant d'excitation I_f sera indiqué par le sommet C du triangle si son sommet A est placé sur la caractéristique à vide et son côté de l'angle droit BC est confondu avec l'axe des abscisses. En faisant varier les dimensions du triangle ABC proportionnellement au courant de court-circuit, on peut s'assurer que dans les limites indiquées la caractéristique en court-circuit est réellement linéaire.

Les propriétés d'un alternateur synchrone sont caractérisées dans une certaine mesure par le courant de court-circuit $I_{cc.v}$ qui correspond à la f.m.m. d'excitation $F_{fm\,v}$ pour laquelle la tension à vide a sa valeur nominale. Le rapport du courant de court-circuit $I_{cc.v}$ correspondant à la f.m.m. F_{fmv} au courant nominal s'appelle le *rapport de court-circuit* (RCC) *d'une machine synchrone*:

$$\text{RCC} = \frac{I_{cc.\,v}}{I_n} = I_{*cc.\,v}. \qquad (57\text{-}4)$$

Le rapport de court-circuit peut s'exprimer par l'intermédiaire de la réactance longitudinale de l'induit (v. fig. 57-4 et (57-3)):

$$\text{RCC} = \frac{E_{fv}}{X_d I_n} \approx \frac{(1{,}06 \text{ à } 1{,}15)\, U_n}{X_d I_n} = \frac{1{,}06 \text{ à } 1{,}15}{X_{*d}}, \qquad (57\text{-}5)$$

où X_d est la réactance longitudinale de l'induit (sans prise en compte de la saturation) en unités relatives; le coefficient 1,06 correspond aux machines à pôles saillants et le coefficient 1,15 aux machines à pôles lisses possédant des caractéristiques à vide normales.

Le courant de court-circuit $I_{cc.n}$ établi à excitation nominale F_{fmn} est de 1,5 à 3,0 fois plus grand que le courant à excitation F_{fmv}:

$$I_{*cc.n} = I_{*n.\,v} \frac{F_{fmn}}{F_{fmv}} = I_{*cc.v} F_{*fn}. \qquad (57\text{-}6)$$

§ 57-5. Caractéristiques en charge

On appelle caractéristique en charge la courbe représentant la tension entre bornes de l'alternateur en fonction du courant d'excitation $U = f(I_f)$ à courant d'induit, vitesse angulaire et angle de charge constants (I = constant, Ω = constante, φ = constant). Les caractéristiques en charge montrent donc comment varie la tension aux

bornes de l'alternateur avec la variation du courant d'excitation lorsque le courant d'induit est maintenu constant en amplitude (I = constant) et en phase (φ = constant) grâce à un réglage correspondant de l'impédance de charge Z_{ch}. Un cas particulier de la caractéristique en charge est la caractéristique à vide qui peut être considérée comme une caractéristique en charge $U = E_f = f(I_f)$ relevée pour un courant d'induit nul ($I = 0$, $Z_{ch} = \infty$). Parmi les autres caractéristiques en charge on n'utilise pratiquement que la *caractéristique en charge inductive*, c'est-à-dire celle qui est relevée pour une charge purement inductive ($\varphi = 90°$).

Pour déterminer un point de la caractéristique en charge inductive d'une machine à pôles saillants à la tension U, il faut trouver la f.m.m. d'excitation F_{fm} sous régime donné par U, I, $\varphi = 90°$. On peut le faire, en tenant compte de la saturation, graphiquement à l'aide du diagramme des tensions et des caractéristiques de magnétisation ou de la caractéristique à vide comme il est montré à la figure 57-6 (v. chap. 55).

Dans le cas d'une charge purement inductive on a

$$X_{ch} = Z_{ch} \sin \varphi = Z_{ch};$$

$$R_{ch} = Z_{ch} \cos \varphi = 0;$$

le cosinus de l'angle β défini par (55-15) a pour valeur

$$\cos \beta = \frac{R}{\sqrt{(X_{ch}+X_q)^2+R^2}} \approx 0; \quad \text{l'angle } \beta = 90°$$

et le courant d'induit ne comporte que la composante longitudinale:

$$I_d = I \sin \beta = I; \quad I_q = I \cos \beta = 0.$$

On peut donc poser pour la construction de la caractéristique $I = I_d$; $I_q = 0$; $I_{qm} = 0$; $E_{rd} = E_r = U + X_\sigma I$. Une construction plus précise est celle réalisée d'après la figure 55-8 à l'aide des caractéristiques de magnétisation (fig. 53-8) au cours de laquelle on tient compte de la variation du flux de dispersion en charge et la f.m.m. d'excitation est déterminée par la formule

$$F_{fm} = F_{1rd} + F_{adms} + F_2,$$

où F_{1rd} est la f.m.m. correspondant à $E_{rd} = E_r$ sur la caractéristique $E_f = f(F_1)$;

F_{adms}, la f.m.m. trouvée compte tenu de la saturation et correspondant à la f.é.m. $X_{ads}I = \xi_d X_{ad} I$ sur la caractéristique $E_f = f(F_\delta)$; $\xi_d = f(E_r)$ (suivant la figure 55-10);

F_2, la tension magnétique du rotor d'après la caractéristique $\Phi_2 = f(F_2)$.

C'est ainsi qu'a été construite la caractéristique en charge *1* de la figure 57-6. La caractéristique en charge *2* de la figure 57-6 a été construite d'après la figure 55-9 à l'aide de la caractéristique à vide de la figure 53-8. Elle ne tient pas compte de la variation du flux

de dispersion en charge et la f.m.m. d'excitation est déterminée par la formule

$$F_{fm} = F_{rdm} + F_{adms},$$

où F_{rdm} est la f.m.m. correspondant à $E_{rd} = E_r$ sur la caractéristique $E_f = f(F_{fm})$.

La caractéristique en charge *3* est construite aussi d'après la figure 55-9 à l'aide de la caractéristique à vide mais sans tenir comp-

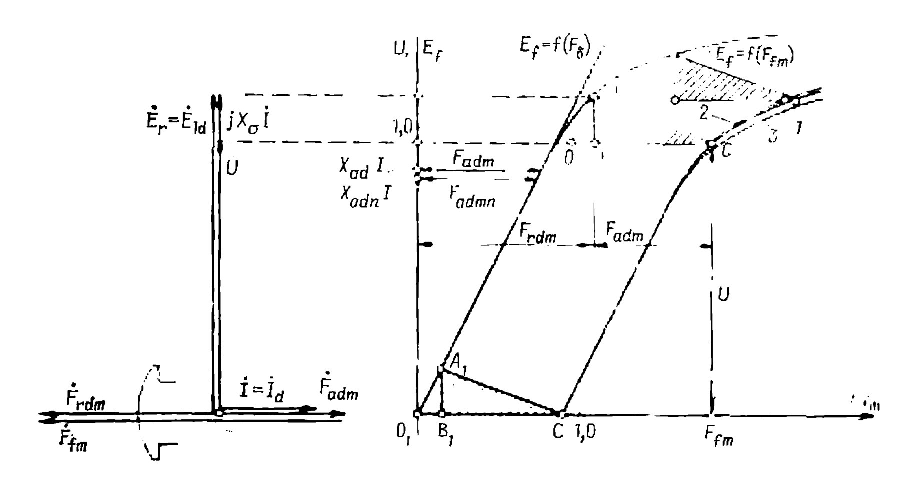


Fig. 57-6. Caractéristique en charge inductive pour une machine à pôles saillants ($X_d = 1{,}0$, $X_\delta = 0{,}16$, $I = I_n = 1{,}0$) :
1, compte tenu de la variation du flux de dispersion en charge; *2*, sans tenir compte de la variation du flux de dispersion en charge; *3*, sans tenir compte de l'influence de la saturation sur la f.m.m. F_{adm} (à l'aide du triangle de court-circuit).

te de la variation du flux de dispersion en charge ni de l'influence de la saturation sur la f.m.m. F_{adm}. Ceci permet de déterminer la f.m.m. d'excitation par la formule

$$F_{fm} = F_{rdm} + F_{adm},$$

où F_{adm} est la f.m.m. trouvée sans tenir compte de l'influence de la saturation (pour $\xi_d = 1{,}0$) et correspondant à la f.é.m. $X_{ad}I$ sur la caractéristique $E_f = f(F_\delta)$.

La figure 57-6 illustre la construction la plus simple de la caractéristique en charge *3*. Avec des hypothèses simplificatrices adoptées pour cette construction, la f.m.m. F_{adm} est constante ($F_{adm} =$ = constante) pour une valeur donnée constante du courant ($I =$ = constant) et la même qu'en court-circuit permanent caractérisé par le courant $I_{cc} = I$ quand le circuit magnétique n'est pas saturé (v. plus haut au paragraphe actuel). Ceci permet d'utiliser pour la construction de la caractéristique *3* le triangle de court-circuit ($\triangle ABC$) dont le côté de l'angle droit AB est égal à $X_\sigma I$ et le côté de l'angle droit BC à F_{adm}. L'examen de la construction de la figure

57-6 permet de conclure qu'à la tension U le point C de la caractéristique en charge *3* peut être obtenu à l'aide du triangle de court-circuit si son côté de l'angle droit BC est confondu avec la ligne U = constante et son sommet A est placé sur la caractéristique à vide. Si le sommet A du triangle se déplace sur la caractéristique à vide, son sommet C décrit la caractéristique en charge $U = f(F_{fm})$ ou $U = f(I_f)$. Pour $U = 0$, lorsque le triangle prend la position $A_1B_1C_1$, le sommet C_1 indique la f.m.m. d'excitation au régime de court-circuit de courant $I = I_{cc}$.

Pour $U < 0{,}7$, la caractéristique *3* se confond avec les caractéristiques *2* et *1* construites dans des hypothèses plus justifiées. Pour des tensions élevées, la caractéristique *3* diffère nettement de la caractéristique *1* qui se confond pratiquement avec la caractéristique en charge expérimentale.

Les caractéristiques à vide $E_f = f(F_{fm})$ et la caractéristique en charge inductive $U = f(F_{fm})$ obtenues expérimentalement peuvent être utilisées pour la détermination de la réactance de fuites. A cet effet, il suffit de choisir sur la partie courbe de la caractéristique $U = f(F_{fm})$ un point C, de porter le tronçon $OC = O_1C_1$ comme l'indique la figure 57-6 et de mener par le point O une ligne parallèle à la partie initiale de la caractéristique à vide. Le point A d'intersection de cette ligne avec la caractéristique à vide déterminera le côté de l'angle droit AB du triangle à l'échelle adoptée pour les tensions. Alors, la réactance de fuite de l'enroulement d'induit sera $X_\sigma = AB/I$, où I est le courant pour lequel est relevée la caractérisque en charge.

L'erreur sur la détermination de X_σ par ce procédé correspond à l'écart entre les courbes *3* et *1* (la valeur trouvée pour X_σ est légèrement supérieure à sa valeur exacte).

§ 57-6. Conditions d'auto-amorçage d'un alternateur synchrone en cas de son branchement sur une charge capacitive

En étudiant les caractéristiques de réglage d'un alternateur synchrone à $\dot{U}$ = constante, nous avons vu que lorsque la valeur d'une charge capacitive diminue, en provoquant une augmentation du courant d'induit, le courant d'excitation décroît progressivement pour disparaître complètement pour une certaine capacitance X_C bien que la tension entre bornes de l'induit soit maintenue égale à U. Dans une machine à pôles lisses non saturée, ce phénomène s'observe lorsque la capacitance X_C devient égale à la réactance d'induction X_1 de l'induit. Dans ce cas on a pour $R + R_{ch} = 0$ une résonance de tension et la f.é.m. E_f définie par (55-8) s'annule

$$E_f = I\sqrt{(X_1 - X_C)^2} = 0.$$

A un tel régime, le champ est excité par le courant magnétisant longitudinal dans l'enroulement d'induit de sorte que l'excitation de la part du rotor n'est pas exigée ($I_f = 0$).

Si une machine synchrone non excitée, dont le rotor est en marche, est branchée sur une réactance capacitive $X_C = X_1$, il se produira son *auto-excitation*. Une f.é.m. de petite valeur qui subsiste toujours entre les bornes de l'induit grâce à l'aimantation résiduelle des pièces polaires fera circuler dans l'enroulement d'induit un courant magnétisant. Ce courant fait croître le champ. Ce dernier induit une plus forte f.é.m. Il en résulte une augmentation du courant, etc. Au cours de ce phénomène transitoire (fig. 57-7), la tension va en

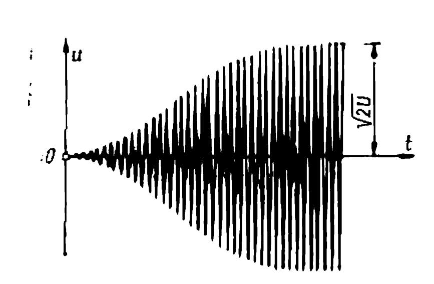


Fig. 57-7. Variation de la tension en cas de l'auto-excitation d'un alternateur synchrone.

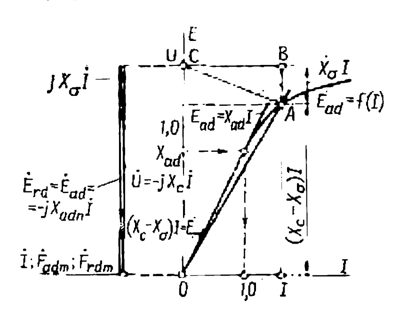


Fig. 57-8. Détermination de la tension d'induit en cas de l'auto-excitation d'un alternateur synchrone branché sur une charge capacitive.

croissant pour atteindre une certaine valeur établie d'amplitude $\sqrt{2}\, U$ qui correspond au commencement de la saturation du circuit magnétique et à une légère diminution de la réactance X_1 qui en résulte.

Dans une machine à pôles saillants fonctionnant sur une charge capacitive ($X_{ch} = -X_C$; $R + R_{ch} = 0$), le courant est longitudinal (55-15):

$$I_d = I|\sin\beta| = I;\quad I_q = I\cos\beta = 0;\quad \sin\beta = \frac{X_q - X_C}{\sqrt{(X_q - X_C)^2}} = \pm 1.$$

Pour $X_C \geqslant X_q$ ce courant est magnétisant parce que $\sin\beta = -1$; $\beta = -\pi/2$ alors que pour $X_C = X_1 = X_d$, comme il résulte de (55-19), la f.é.m. $E_f = I\sqrt{(X_1 - X_C)^2}$ s'annule et l'auto-excitation peut se produire. On démontre que l'auto-excitation est aussi possible pour une réactance capacitive X_C différente de X_d si la valeur de X_C est comprise dans les limites de

$$X_d \geqslant X_C \geqslant X_q. \qquad (57\text{-}7)$$

La tension U et le courant d'induit I qui s'établissent lorsque le phénomène d'auto-excitation cesse pour $X_{ch} = -X_C$ peuvent être déterminés graphiquement à l'aide du diagramme et de la caractéristique à vide d'une machine à pôles saillants saturée d'après (55-32) et la figure 55-9. Ceci est fait sur la figure 57-8 compte tenu de ce qu'en marche de régime le champ d'induction mutuelle

est produit uniquement par la f.m.m. longitudinale F_{dm} de l'induit, que la f.m.m. d'excitation $F_{fm} = 0$ et par conséquent la f.m.m. résultante longitudinale ne diffère pas de la f.m.m. F_{adm} ($F_{rdm} = F_{adm}$) et respectivement la f.é.m. résultante longitudinale E_{rd} n'est produite que par le courant longitudinal d'induit et ne diffère pas de la f.é.m. E_{ad} ($E_{rd} = E_{ad}$). Comme on le voit sur le diagramme de la figure 57-8 (55-32), la f.é.m. résultante

$$\dot{E}_r = \dot{E}_{rd} + \dot{E}_{aq} = \dot{E}_{rd} = \dot{U} + jX_\sigma \dot{I} = -j(X_C - X_\sigma)\dot{I}$$

est, pour des valeurs données de X_C et X_σ, proportionnelle au courant d'induit, $E_{rd} = (X_C - X_\sigma) I$. La force électromotrice E_{ad} induite par le champ longitudinal de l'induit peut être déterminée à l'aide de la caractéristique à vide $E_f = f(F_{fm})$ d'après la f.m.m.

$$F_{adm} = \xi_d k_{ad} F_{dm} \approx k_{ad} \frac{\sqrt{2}}{\pi} m_1 \frac{w_1 k_{e1}}{p} I,$$

proportionnelle au courant I (le coefficient ξ_d peut être considéré avec une précision suffisante comme égal à 1). C'est pourquoi, la courbe $E_{ad} = f(I)$ représentée à la figure 57-8 représente la caractéristique à vide reconstruite en fonction du courant d'induit qui remplace la f.m.m. $F_{fm} = F_{adm}$. A la valeur nominale du courant d'induit $I_n = 1{,}0$, la f.é.m. E_{ad} calculée sans tenir compte de la saturation est égale en unités relatives à $E_{ad} = X_{ad} I = X_{ad}$. C'est pourquoi, comme l'indique la figure 57-8, à la f.é.m. $E_f = E_{ad} = X_{ad}$ correspond sur la caractéristique à vide le courant nominal $I_n = 1{,}0$ de l'induit. Ainsi, au régime qui s'établit après l'auto-excitation correspond le point A d'intersection des caractéristiques $E_{rd} = (X_C - X_\sigma) I$ et $E_{ad} = f(I)$ en lequel $E_{rd} = E_{ad}$. La tension $U = E_{rd} + X_\sigma I$ qui s'établit dans ce cas est indiquée par le sommet C du triangle de court-circuit ABC dont le côté de l'angle droit BC est exprimé à l'échelle adoptée pour le courant d'induit. Après avoir exprimé la f.é.m. E_{ad} au point A par le courant et la réactance longitudinale de la machine saturée $E_{ad} = X_{ads} I$, où $X_{ads} < X_{ad}$, on peut remarquer que

$$E_{ad} + X_\sigma I = X_C I;$$
$$X_{ads} + X_\sigma = X_C;$$
$$X_{ds} = X_C.$$

Ceci signifie qu'en état de régime on a une résonance de tension qui s'est produite par suite de la saturation du circuit magnétique. La partie rectiligne de la caractéristique $E_{ad} = f(I)$ s'exprime par l'équation $E_{ad} = X_{ad} I$. Par suite, les caractéristiques $E_{rd} = (X_C - X_\sigma) I$ et $E_{ad} = f(I)$ ne se coupent au point A que dans le cas où $X_{ad} \geqslant X_C - X_\sigma$ ou $X_d \geqslant X_C$ ce qui coïncide avec (57-7). Pour $X_d < X_C$, les caractéristiques de E_{rd} et E_{ad} se coupent seulement au point O, où $I = 0$, $U = 0$ et l'auto-excitation ne se produit pas.

La tension U qui s'établit après l'auto-excitation augmente lorsque X_C diminue si $X_C \geqslant X_q$.

L'auto-excitation des alternateurs synchrones en cas de leur branchement sur une charge capacitive complique l'utilisation des réseaux électriques et peut provoquer une dégradation de l'isolation des alternateurs eux-mêmes et des appareils qu'ils alimentent. En pratique, l'auto-excitation peut avoir lieu lorsque l'alternateur synchrone est branché à travers un transformateur sur une ligne de transmission à extrémité ouverte dont la réactance est capacitive $X_{ch} = -X_C$. Lorsqu'on établit le projet d'une centrale électrique

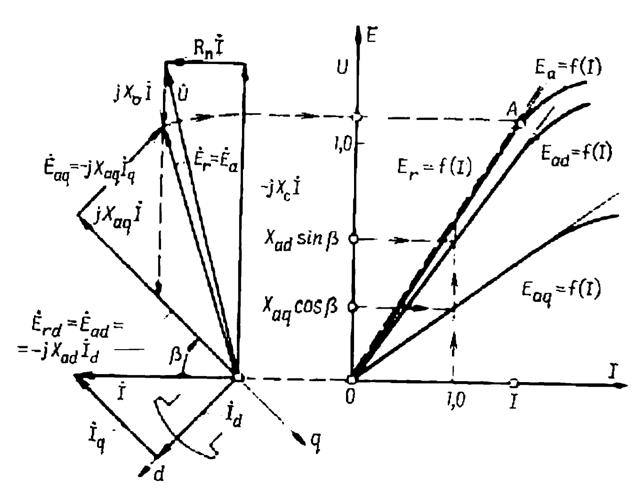


Fig. 57-9. Exemple des conditions d'auto-excitation d'un alternateur avec résistance et capacité dans un circuit.

et d'une ligne de transport d'énergie on prend toujours soin de rendre la réactance longitudinale X_d de l'alternateur inférieure à la réactance capacitive X_C de la ligne ouverte compte tenu du transformateur, c'est-à-dire que

$$X_d < X_C,$$

pour exclure toute possibilité d'auto-excitation de l'alternateur en cas d'élévation de la tension sur la ligne. L'auto-excitation peut également se produire lorsque l'alternateur débite dans une charge comprenant de la résistance et de la capacité $\underline{Z}_{ch} = R_{ch} - jX_C$ si la résistance effective globale du circuit d'induit $R_\Sigma = R + R_{ch}$ est suffisamment petite. Pour déterminer la valeur de cette résistance, reportons-nous aux équations (55-14) et au diagramme (fig. 57-9) d'une machine à pôles saillants non saturée. Le diagramme d'une machine à pôles saillants non saturée qui s'est auto-excitée à l'enclenchement sur une charge présentant de la résistance et de la capacité $\underline{Z}_{ch} = R_{ch} - jX_C$ est représenté par la figure 57-9.

On suppose que $R = 0$, $X_d > X_C > X_q$. Il est évident qu'un régime de tension $\dot{U} = (R_{ch} - jX_C)\dot{I}$ pourra s'établir par suite de l'auto-excitation seulement dans le cas où le courant d'induit $\dot{I} = \dot{I}_d + \dot{I}_q$ engendre une f.é.m. $\dot{E}_a = \dot{E}_{ad} + \dot{E}_{aq} = -jX_{ad}\dot{I}_d - jX_{aq}\dot{I}_q$ d'amplitude suffisante et de sens convenable qui sera égale à la f.é.m. exigée d'induction mutuelle

$$\dot{E}_r = \dot{U} + jX_\sigma \dot{I} = [R_{ch} - j(X_C - X_\sigma)]\dot{I},$$

c'est-à-dire à la condition que $\dot{E}_a = \dot{E}_r$. En utilisant (55-15) et en déterminant $\cos\beta$ et $\sin\beta$ à partir des résistances et des réactances données:

$$\cos\beta = \frac{R_{ch}}{\sqrt{(X_C - X_q)^2 + R_{ch}^2}};$$

$$\sin\beta = \frac{X_q - X_C}{\sqrt{(X_C - X_q)^2 + R_{ch}^2}} < 0,$$

on peut écrire l'équation $\dot{E}_r = \dot{E}_a$ sous forme scalaire $E_r = E_a$, où

$$E_r = I\sqrt{(X_C - X_\sigma)^2 + R_{ch}^2};$$

$$E_a = \sqrt{E_{ad}^2 + E_{aq}^2} = I\sqrt{X_{ad}^2 \sin^2\beta + X_{aq}^2 \cos^2\beta}$$

ou

$$(X_C - X_\sigma)^2 + R_{ch}^2 = \frac{X_{ad}^2 (X_C - X_q)^2 + X_{aq}^2 R_{ch}^2}{(X_C - X_q)^2 + R_{ch}^2}.$$

En résolvant cette dernière équation par rapport à R_{ch}, on trouve que l'auto-excitation peut se produire pour

$$R_{ch} = \sqrt{(X_d - X_C)(X_C - X_q)}. \quad (57\text{-}8)$$

Fig. 57-10. Conditions d'auto-excitation capacitive (l'auto-excitation est possible dans la région hachurée des paramètres X_C et R_{ch}).

Il résulte de (57-8) que pour $X_C = X_d$ ou $X_C = X_q$ l'auto-excitation ne se produit que si la charge est purement capacitive, c'est-à-dire pour $R_{ch} = 0$. Pour $X_C > X_d$ et $X_C < X_q$ il n'existe pas de résistance réelle pour laquelle l'auto-excitation puisse se produire. Pour $X_C = (X_d + X_q)/2$ l'auto-excitation se produit pour la plus grande valeur de la résistance effective égale à $R_{ch} = (X_d - X_q)/2$.

La courbe de $R_{ch} = f(X_C)$ est représentée par la figure 57-10. Les tensions qui s'établissent pour des valeurs de R_{ch} et X_C situées sur la courbe de $R_{ch} = f(X_C)$ peuvent être déterminées graphiquement. Pour chaque combinaison de R_{ch} et X_C à laquelle correspond une valeur déterminée de β, les courbes de $E_a = f(I) = \sqrt{E_{ad}^2 + E_{aq}^2}$ et $E_r = f(I)$ se confondent sur toute la longueur de la partie rectiligne de la courbe de E_a (fig. 57-9). C'est pourquoi les f.é.m. E_a et

E_r s'établissent, par suite de l'auto-excitation, au point A de la courbe de E_a qui correspond au commencement de la saturation. Il est évident que pour $X_d > X_C > X_q$ l'auto-excitation est possible non seulement pour R_{ch} d'après (57-8) mais aussi pour $R_{\text{ch}} = 0$ et pour toutes $R_{\text{ch}} \leqslant \sqrt{(X_d - X_C)(X_C - X_q)}$, c'est-à-dire pour les R_{ch} situées dans la région hachurée de la figure 57-10. La tension qui s'établit par suite de l'auto-excitation pour de telles valeurs de R_{ch} est comprise entre la tension trouvée suivant la figure 57-8 pour $R_{\text{ch}} = 0$ et la tension trouvée suivant la figure 57-9 pour $R_{\text{ch}} = f(X_C)$.

CHAPITRE 58

FONCTIONNEMENT EN PARALLÈLE DES MACHINES SYNCHRONES

§ 58-1. Particularités de la marche en parallèle des alternateurs dans un système électrique

La transformation de l'énergie mécanique en énergie électrique est réalisée essentiellement au moyen des alternateurs synchrones. Près de 85 % d'énergie est produite par les turbo-alternateurs installés aux centrales thermo-électriques (CTE), près de 15 % par les alternateurs hydrauliques installés aux centrales hydro-électriques (CHE) et quelques pour cent par les turbo-alternateurs équipant les centrales atomiques (CA).

La plus grande partie de l'énergie électrique est produite par les alternateurs synchrones couplés en parallèle et donc alimentant une charge commune.

Le schéma unifilaire d'un système électrique triphasé comportant des alternateurs synchrones couplés en parallèle et des charges mises en parallèle est représenté par la figure 58-1. Ce système comprend plusieurs centrales électriques (CE_1, CE_2, . . .) dont chacune peut être équipée de plusieurs alternateurs. Dans chaque centrale, les enroulements triphasés statoriques des alternateurs (A_1, A_2, A_3, A_4, . . .) sont couplés en parallèle et branchés sur des barres communes. Pour l'interconnexion des centrales éloignées les unes des autres on utilise des lignes de transport d'énergie et des transformateurs triphasés permettant de passer d'un échelon de tension à un autre. C'est aussi par ces lignes ou leurs dérivations que sont alimentées des charges (Ch_1, Ch_2, Ch_3 . . .) branchées en parallèle sur le réseau.

Parmi les principaux consommateurs d'énergie électrique il convient de citer les divers moteurs à courant alternatif, les appareils de chauffage, les appareils d'éclairage ainsi que les installations de redressement destinées à alimenter des systèmes à courant continu. Tous les consommateurs sont mis en parallèle et représentent, dans leur ensemble, des résistances et des inductances branchées dans des nœuds distincts du système électrique. Du fait que les alternateurs couplés en parallèle du système sont liés entre eux électriquement ou par l'intermédiaire de transformateurs, leurs tensions varient à la même fréquence

$$f_1 = f_2 = f_3 = f_4 = \ldots = f.$$

Dans ces conditions, les vitesses angulaires électriques de leurs rotors sont elles aussi identiques

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \ldots = \omega = 2\pi f,$$

tandis que les vitesses angulaires réelles sont inversement proportionnelles au nombre de périodes de ces alternateurs:

$$\Omega_1 = \frac{\omega}{p_1}; \quad \Omega_2 = \frac{\omega}{p_2}; \quad \Omega_3 = \frac{\omega}{p_3}; \ldots$$

C'est pourquoi on dit que les alternateurs couplés en parallèle fonctionnent en synchronisme et l'opération de couplage en parallèle est appelée *synchronisation* (v. chap. 59).

Fig. 58-1. Schéma de principe d'un système interconnecté.

En U.R.S.S., il existe plusieurs dizaines de systèmes énergétiques. Certains d'entre eux réunissent plusieurs centaines de gros alternateurs dont la puissance totale atteint 10^7 kW et plus. La plupart des systèmes sont interconnectés et forment des réseaux énergétiques très étendus. De tels systèmes existent aussi dans d'autres pays développés et on observe partout la tendance à agrandir les réseaux d'interconnexion en service. Un grand nombre d'alternateurs et de consommateurs réuni en un réseau électrique commun couvrant un vaste territoire est plus économique que les alternateurs distincts affectés pour alimenter des groupes autonomes de consommateurs.

Lorsque les alternateurs installés à une centrale fonctionnent en parallèle, l'énergie peut être transformée au moyen de transformateurs communs et fournie aux consommateurs par des lignes de transport communes. Le couplage en parallèle des alternateurs assure une plus grande sécurité de service de la centrale et permet le dépannage des alternateurs sans débrancher les consommateurs puisqu'en cas de défaillance d'un des alternateurs ou d'exécution des travaux d'entretien périodique sur l'un des alternateurs l'énergie électrique requise est produite par d'autres machines. Un effet économique encore plus important est obtenu par l'interconnexion de plusieurs centrales utilisant des sources d'énergie différentes (centrales thermiques, hydrauliques, atomiques). Une telle interconnexion permet de réduire notablement la puissance globale des alternateurs installés aux centrales du fait de la possibilité de la répartir entre les centrales en fonction des variations journalières, hebdomadaires, mensuelles et annuelles de la consommation de

l'énergie électrique dans les conditions de la transformation des différentes formes de l'énergie.

L'utilisation des réseaux interconnectés embrassant un grand nombre de centrales électriques, de sous-stations de transformation, de lignes de transport et de consommateurs est très compliquée. Quelles que soient les variations de la charge du réseau, on doit maintenir à un niveau constant la fréquence nominale et la tension. La commande du réseau est centralisée. Le couplage et le découplage des alternateurs distincts sur le réseau ainsi que la diminution et l'augmentation des puissances active et réactive des alternateurs en service se font par des ordres donnés par la gestion centrale de dispatching. Ainsi, les objets à commander sont des alternateurs synchrones distincts branchés en parallèle sur des barres du réseau de sorte que l'un des problèmes principaux qui se pose devant le cours de machines électriques est l'étude d'une machine synchrone isolée fonctionnant en parallèle avec le réseau.

Si la puissance du réseau est suffisamment grande par rapport à celle de la machine à étudier, on peut admettre que la puissance du réseau est infiniment grande. Cela signifie que quelles que soient les variations du régime de fonctionnement d'une machine synchrone branchée sur le réseau (ces variations s'accompagnent de variations du courant d'induit et de la puissance développée par la machine), la fréquence f_s et l'amplitude U_s de la tension du réseau, entretenues par tous les autres alternateurs du réseau, restent constantes $U_s =$ $=$ constante, $f_s =$ constante. Au contraire, en cas de réglage de la fréquence f_s ou de la tension U_s du réseau par l'action sur les autres alternateurs du réseau, l'influence due à l'alternateur donné peut être négligée et les variations de son régime de fonctionnement sont évaluées d'après la variation donnée de la tension du réseau agissant entre ses bornes.

§ 58-2. Conditions électriques de couplage en parallèle

Le schéma de couplage d'un alternateur synchrone triphasé A en parallèle avec un réseau est représenté par la figure 58-2. Pour simplifier on représente le réseau par un seul alternateur synchrone, bipolaire, équivalent A_s de puissance infiniment grande qui alimente la charge Ch_s, alors que l'alternateur A est représenté par son modèle bipolaire. Prenons pour sens positif de la tension $\dot{U}_s$ du contour alternateur-réseau le sens de l'entrée A_s vers la sortie X_s de sa phase. Pour sens positif des tensions, des f.é.m. et du courant dans le contour A_s, X_s, X, A constitué par des phases de même nom des alternateurs A_s et A, prenons le sens de parcours du contour qui est celui de $\dot{U}_s$ indiqué dans la figure par une flèche. Alors, les f.é.m. $\dot{E}_f$ (ou la tension $\dot{U}$) de l'alternateur A seront positives si elles sont dirigées de X à A comme l'indique la figure 58-2. Lorsque l'interrupteur K est ouvert, l'alternateur A fonctionne à vide et la f.é.m.

agissant entre les contacts de phase de l'interrupteur a pour valeur

$$\Delta\dot{E}=\dot{E}_f+\dot{U}_s, \tag{58-1}$$

qui dépend de la f.é.m. $\dot{E}_f$ et de sa phase par rapport à la tension $\dot{U}_s$ caractérisée par l'angle α indiqué sur la figure 58-3. Si, avant le

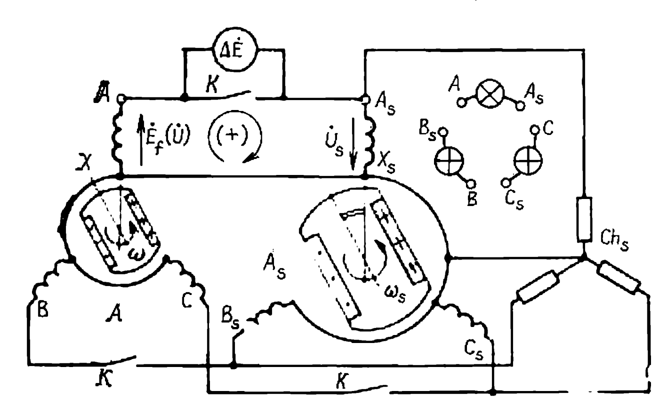


Fig. 58-2. Schéma de couplage d'un alternateur synchrone en parallèle avec un système $A_s + Ch$.

couplage, la vitesse angulaire Ω et le courant d'excitation I_f de l'alternateur A sont choisis de manière que

$$\omega=2\pi f=\frac{\Omega}{p}=\omega_s=2\pi f_s,$$

on a $E_f = U_n$, c'est-à-dire que la fréquence f et la f.é.m. E_f de l'alternateur sont égales respectivement à la fréquence f_s et à la tension U_s du réseau si bien que la f.é.m. ΔE entre les contacts de l'interrupteur peut être calculée par la formule

$$\Delta E=2U_s\left|\cos\frac{\alpha}{2}\right|.$$

Lorsque l'angle α varie, la f.é.m. efficace ΔE peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et $2U_s$ (fig. 58-3).

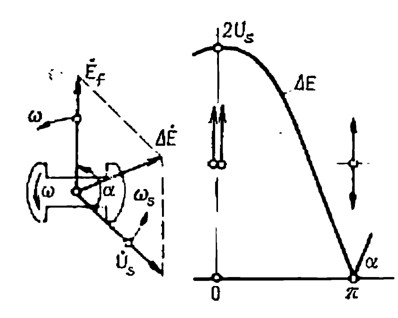


Fig. 58-3. Conditions de synchronisation exacte.

L'instant le plus favorable pour le couplage de l'alternateur A sur les barres du réseau est celui où $\alpha = \pi$ et donc $\Delta\dot{E} = 0$ et $\dot{E}_f = -\dot{U}_s$. Dans ce cas, les courants d'échange ne circulent pas dans l'enroulement de l'induit; après la mise en parallèle de l'alternateur, le courant dans l'enroulement de l'induit reste nul et l'alter-

nateur continue à fonctionner à vide ($I = 0$). Le mode de couplage décrit ci-dessus est le couplage par *synchronisation exacte* (d'une manière plus détaillée, il est examiné, de même que d'autres modes de couplage, dans le chap. 59).

Voyons maintenant ce qui arrivera si les conditions de synchronisation rigoureuse, c'est-à-dire

$$f = f_s, \quad E_f = U_s, \quad \dot{E}_f = -\dot{U}_s, \quad \alpha = \pi, \tag{58-2}$$

ne sont réalisées qu'en partie en ce qui concerne l'angle α.

Le courant $\dot{I}$ qui s'établira dans l'enroulement d'induit peut être facilement déterminé, si l'on ne tient pas compte de la saturation du circuit magnétique et du fait que les pôles sont saillants, au moyen de l'équation des tensions (55-2) et du schéma électrique équivalent de la figure 55-1 qui est reproduit pour la marche en parallèle à la figure 58-4. La valeur du courant $\dot{I}$ est limitée par la réactance X_1 de l'enroulement d'induit et est déphasée en arrière de $\pi/2$ sur la f.é.m. résultante $\Delta\dot{E} = \dot{E}_f + \dot{U}_s$ agissant dans le contour alternateur-réseau :

$$\dot{I} = \frac{\Delta\dot{E}}{jX_1} = \frac{\dot{E}_f + \dot{U}_s}{jX_1}. \tag{58-3}$$

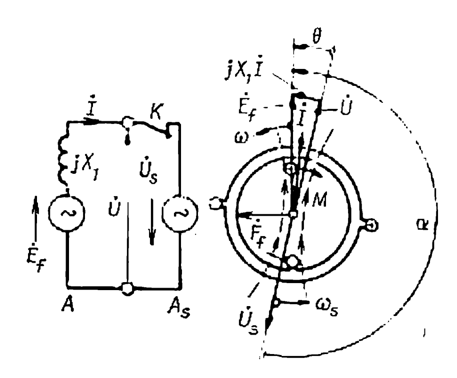


Fig. 58-4. Apparition d'un couple synchronisant.

La f.é.m. ($-jX_1\dot{I}$) induite par ce courant fait varier la tension disponible aux bornes de l'alternateur. Au lieu de la tension E_f, on a la tension

$$\dot{U} = \dot{E}_f - jX_1\dot{I} = -\dot{U}_s. \tag{58-4}$$

Ainsi, l'apparition du courant $\dot{I}$ a pour effet d'égaliser les tensions de l'alternateur et du réseau ($U = U_s$) et de mettre la tension de l'alternateur en opposition avec la tension du réseau. Le diagramme des tensions pour un angle α légèrement supérieur à π est construit sur la figure 58-4. En plus de l'angle α, ce diagramme fait intervenir un angle θ entre $\dot{U}$ et $\dot{E}_f$ qui est lié à l'angle α par la relation $\theta = \alpha - \pi$. L'angle θ est considéré comme positif si $\dot{E}_f$ est en avance sur $\dot{U}$. Pour de faibles valeurs positives de l'angle θ, c'est-à-dire pour $\pi \gg \theta > 0$, le courant I défini par l'expression (58-3) est pratiquement en phase avec la f.é.m. E_f. Son module

$$I = \frac{|\dot{E}_f + \dot{U}_s|}{X_1} \approx \frac{2E_f \sin\theta/2}{X_1} \approx \frac{E_f}{X_1}\theta$$

est proportionnel à l'angle θ. Dans la figure 58-4, les lignes du champ magnétique produit par le courant I sont représentées en traits interrompus.

L'interaction entre le champ dû au courant I et le courant I_f circulant dans l'enroulement d'excitation rotorique et engendrant la f.m.m. F_f a pour effet de produire un couple électromagnétique M qui s'applique au rotor dans le sens opposé à la rotation. Puisque le couple extérieur M_{ext} est compensé par le couple de frottement et le couple correspondant aux pertes magnétiques, le couple électromagnétique M se trouve non équilibré de sorte que le rotor soumis à son action ralentit avec une désaccélération

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{|M|}{J}.$$

La vitesse angulaire électrique du rotor $\omega = \Omega p$ devient inférieure à ω_s ce qui provoque une diminution de l'angle θ, du courant I et du couple M et finalement le rétablissement de la marche à vide. Pour $\theta < 0$ la phase du courant s'inverse, le couple change de signe, la vitesse angulaire du rotor augmente et la marche à vide s'établit de nouveau pour $\theta = 0$, $I = 0$ et $M = 0$. Tout écart par rapport à la rotation en synchronisme (violation de l'égalité $\omega = \omega_s$) entraîne un désaccord entre les valeurs complexes $\dot{E}_f$ et $\dot{U}$ (ou $\dot{U}_s$) de sorte que l'angle θ devient différent de zéro et il apparaît un couple M qui rétablit la rotation en synchronisme. C'est ce qui explique le nom de *couple synchronisant* donné au couple électromagnétique M dans la marche en parallèle.

Ce couple maintient au synchronisme le rotor de l'alternateur après le couplage en parallèle. Comme nous le verrons plus loin, ce couple maintient aussi la rotation du rotor à la vitesse de synchronisme dans la marche en parallèle en charge.

§ 58-3. Réglage de la charge d'un alternateur synchrone dans la marche en parallèle

Les conditions de fonctionnement d'un alternateur synchrone branché en parallèle sur les barres d'un réseau dépendent du rapport qui existe entre sa puissance S et la puissance totale $(S + S_s)$ de tous les alternateurs couplés en parallèle et alimentant une charge commune (S_s est la puissance de tous les autres alternateurs du réseau). Plus grande est la puissance relative $S_* = S/(S + S_s)$ de l'alternateur, plus forte est l'influence de la variation de son régime de fonctionnement exercée sur la fréquence f_s et la tension U_s du réseau. Les schémas de branchement de l'alternateur sur la charge sont montrés pour deux valeurs relatives limites de sa puissance sur les figures 58-5 et 58-6.

Dans la figure 58-5, l'alternateur synchrone considéré est le seul alternateur du réseau ($S_s = 0$) si bien que sa puissance relative

$S_* = S/S$ 1. Dans ce cas, il alimente de façon autonome la charge $Z_{ch} = R_{ch} + jX_{ch}$ de sorte que la fréquence $f = p\Omega/2\pi$ et la tension $\dot{U}$ (pour une impédance de charge donnée) sont déterminées entièrement par la puissance de la machine motrice (turbine), qui

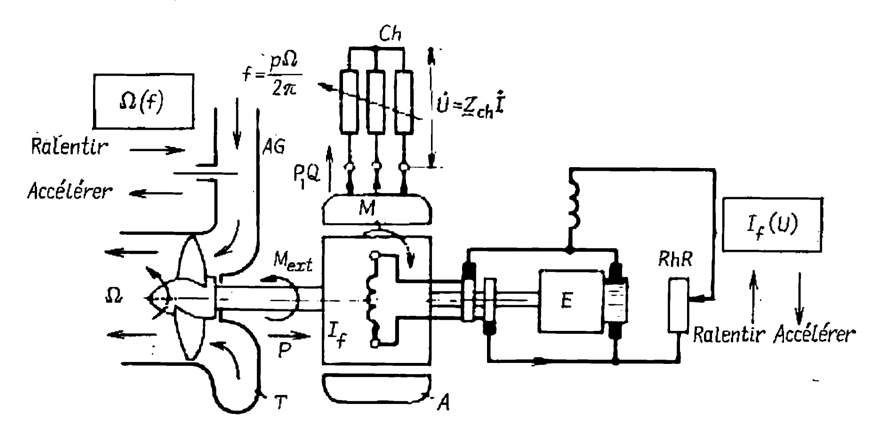


Fig. 58-5. Réglage d'un groupe hydraulique isolé :
T, turbine hydraulique ; *A*, alternateur ; *E*, excitatrice ; *RhR*, rhéostat de réglage du système d'excitation ; *AG*, appareil de guidage de la turbine ; *Ch*, charge.

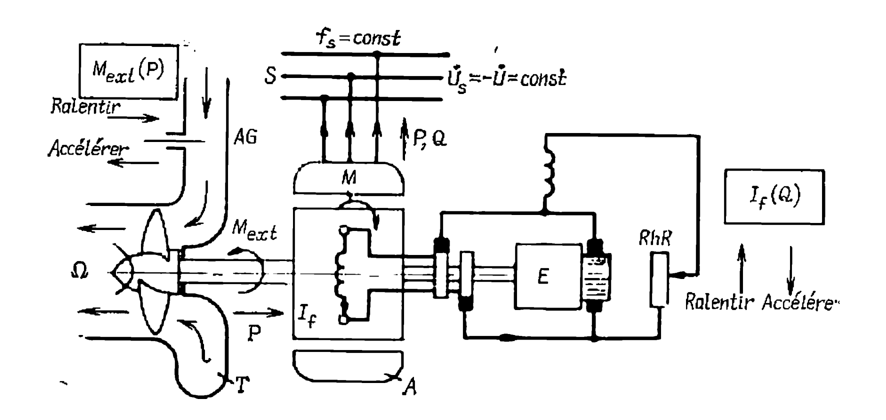


Fig. 58-6. Réglage de la charge d'un groupe hydraulique interconnecté :
S, barres du réseau ; les autres symboles sont désignés sur la figure 58-5.

dépend de l'ouverture de l'appareil de guidage, et le courant d'excitation qui dépend de la résistance du rhéostat de réglage *RhR*.

Dans la figure 58-6, la puissance relative de l'alternateur considérée est très petite devant la puissance infiniment grande des autres alternateurs du réseau de sorte que la variation de son régime de fonctionnement est sans effet sur la fréquence et la tension du réseau

(f_s = constante, U_s = constante). La vitesse angulaire de son rotor reste la même à tous les régimes de fonctionnement en synchronisme

$$\Omega = \frac{2\pi f_s}{p}.$$

Dans ce cas, l'action sur les organes de réglage du groupe turbine-alternateur a pour effet une variation des puissances active et réactive fournies au réseau. Une augmentation de l'ouverture de l'appareil de guidage qui s'accompagne d'une croissance du couple moteur M_{ext} développé par la machine motrice fait croître la puissance active $P = M_{ext}\Omega$ de la machine asynchrone ainsi que la composante active du courant d'induit $I_a = P/3U_s$. Une augmentation du courant d'excitation I_f entraîne une augmentation de la composante réactive du courant d'induit I_r et de la puissance réactive $Q = 3U_sI_r$ fournie au réseau.

Dans des cas intermédiaires, lorsque la puissance relative de l'alternateur $0 < S_* < 1$, l'action sur les organes de réglage de la turbine et de l'alternateur fait varier à la fois non seulement les puissances active P et réactive Q mais également la fréquence f_s et la tension U_s du réseau.

§ 58-4. Puissances active et réactive d'une machine synchrone branchée en parallèle sur un réseau de U_s = constante

Analysons de plus près les facteurs dont dépendent la puissance active P et la puissance réactive Q d'une machine synchrone à pôles saillants branchée sur un réseau de puissance infiniment grande pour f_s = constante et U_s = constante.

Ces puissances dépendent du courant I et de la phase du courant par rapport à la tension de l'alternateur $\dot{U} = -\dot{U}_s$:

$$P = m_1 UI \cos\varphi;$$
$$Q = m_1 UI \sin\varphi. \qquad (58\text{-}5)$$

Or, le courant d'induit $\dot{I}$ dépend à son tour du courant d'excitation I_f et de la position dans l'espace du rotor de la machine par rapport à la tension U_s du réseau caractérisée par l'angle θ entre la valeur complexe de $\dot{U}_s$ et l'axe transversal q.

Dans une machine synchrone non saturée, le courant $\dot{I}$ dans l'induit est déterminé par la tension $\dot{U} = -\dot{U}_s$, par la f.é.m. d'excitation $\dot{E}_f$ et par leur orientation relative; leur déphasage est égal à θ (le sens de la f.é.m. d'excitation est le sens négatif de l'axe transversal). En marche à vide $\theta = 0$. Lorsque le rotor est soumis à un couple extérieur M_{ext} il s'établit un angle θ tel que le couple électromagnétique M fait équilibre au couple M_{ext}. Aussi, l'étude

de la marche en parallèle se trouve-t-elle notablement simplifiée si les puissances active et réactive sont représentées en fonction de la tension $U = U_s$, de la f.é.m. d'excitation E_f et de leur angle θ:

$$P = f(U, E_f, \theta);$$
$$Q = f(U, E_f, \theta).$$

Examinons d'abord la puissance active. En remarquant que $\varphi = \beta - \theta$, représentons P définie par (58-5) en fonction de l'angle θ, du courant longitudinal I_d et du courant transversal I_q:

$$P = m_1 U I \cos(\beta - \theta) = \\ = m_1 U (I_q \cos\theta + I_d \sin\theta). \quad (58\text{-}6)$$

Pour exprimer les courants longitudinal I_d et transversal I_q par U, E_f et θ, utilisons le diagramme d'une machine synchrone à pôles saillants non saturée branchée sur un réseau de tension $\dot{U}_s = -\dot{U} =$ constante qui est représenté à la figure 58-7. Construisons ce diagramme pour le cas de la marche en alternateur débitant un courant déphasé en arrière d'un angle $\varphi < \pi/2$ sur la tension. En prenant pour sens positifs des axes d et q les sens des courants I_d et I_q à ce régime, écrivons les équations pour les projections de la tension U sur les directions indiquées:

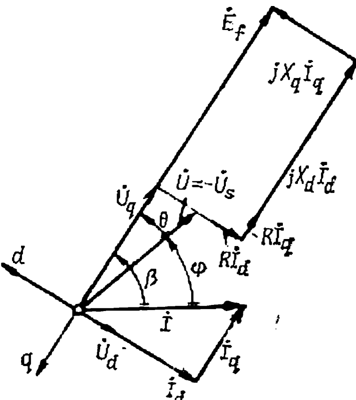


Fig. 58-7. Expression des puissances active et réactive par l'intermédiaire de U, E_f et de l'angle θ.

$$U \sin\theta = X_q I_q - R I_d;$$
$$U \cos\theta = E_f - X_d I_d - R I_q.$$

En résolvant conjointement ces équations, on trouve

$$I_q = \frac{U[\varepsilon R + (X_d \sin\theta - R\cos\theta)]}{X_d X_q + R^2}; \quad (58\text{-}7)$$

$$I_d = \frac{U[\varepsilon X_q - (X_q \cos\theta + R \sin\theta)]}{X_d X_q + R^2}, \quad (58\text{-}8)$$

où $\varepsilon = E_f/U$ est un coefficient dit d'excitation.

En portant (58-7) et (58-8) dans (58-6), on obtient une expression plus générale pour la puissance active

$$P = P' + P'', \quad (58\text{-}9)$$

dans laquelle

$$P' = \frac{m_1 U^2 \varepsilon (X_q \sin\theta + R\cos\theta)}{X_d X_q + R^2};$$

$$P'' = \frac{m_1 U^2 (X_d - X_q)}{2(X_d X_q + R^2)} \sin 2\theta.$$

La composante P'' est liée à l'interaction entre le rotor à pôles saillants non excité et les courants qui prennent naissance dans l'enroulement de l'induit sous l'action de la tension U. Ces courants sont déterminés par les expressions (58-7) et (58-8) pour $\varepsilon = 0$.

La puissance active P'' serait développée, du fait qu'elle comporte un rotor à pôles saillants ($X_d \neq X_q$), par une machine synchrone branchée sur un réseau de tension U pour un angle θ donné, si elle n'était pas excitée ($\varepsilon = 0$) puisque dans ce cas $P' = 0$.

La composante P' est liée à l'excitation caractérisée par le coefficient ε. Elle représente la puissance supplémentaire qui sera fournie au réseau de tension U lorsque la machine se trouve excitée avec un coefficient ε donné.

Dans une machine à pôles lisses, présentant $X_d = X_q = X_1$, la composante P'' n'existe pas. Remarquons que la résistance R ne doit être prise en compte que lors du calcul de micromachines dans lesquelles elle joue un rôle notable.

Dans les grosses machines synchrones dont l'enroulement d'induit présente une résistance effective négligeable ($R \ll X_q < X_d$) on peut poser $R = 0$. Dès lors

$$P = P' + P'' = P_{\text{ém}} = M\Omega, \tag{58-10}$$

où

$$P' = \frac{m_1 U^2 \varepsilon \sin\theta}{X_d};$$

$$P'' = \frac{m_1 U^2}{2}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d}\right)\sin 2\theta \text{ dans une machine à pôles saillants;}$$

$$P = P' = \frac{m_1 U^2 \varepsilon \sin\theta}{X_1} \text{ dans une machine à pôles lisses.}$$

En prenant S_n pour puissance de base, on peut écrire des formules donnant la puissance active en unités relatives. Par exemple, pour $R = 0$, on aura

$$P_* = \frac{U_* E_{*f} \sin\theta}{X_{*d}} + \frac{U_*^2}{2}\left(\frac{1}{X_{*q}} - \frac{1}{X_{*d}}\right)\sin 2\theta.$$

Pour la puissance réactive définie par (58-5) on obtient une formule analogue. Ayant en vue que $\varphi = \beta - \theta$, il convient de la représenter également en fonction de l'angle θ, du courant longitudinal I_d et du courant transversal I_q:

$$Q = m_1 UI \sin(\beta - \theta) = m_1 U (I_d \cos\theta - I_q \sin\theta),$$

et ensuite, en utilisant les relations (58-7) et (58-8), d'écrire son expression sous une forme commode pour l'étude de la marche en parallèle:

$$Q = \frac{m_1 U^2}{X_d X_q + R^2}\left[\varepsilon (X_q \cos\theta - R \sin\theta) - X_q \cos^2\theta - X_d \sin^2\theta\right]. \tag{58-11}$$

Si $R = 0$, les expressions pour les composantes de la puissance réactive se trouvent simplifiées:

$$Q = Q_d + Q_q, \tag{58-12}$$

où

$$Q_d = Q'_d + Q''_d = m_1 I_d (U \cos\theta);$$

$$Q'_d = \frac{m_1 E_f}{X_d} U \cos\theta; \quad Q''_d = -\frac{m_1 (U \cos\theta)^2}{X_d};$$

$$Q_q = -m_1 I_q (U \sin\theta) = -\frac{m_1 (U \sin\theta)^2}{X_q}.$$

La puissance réactive longitudinale Q_d correspond au courant longitudinal

$$I_d = \frac{E_f - U \cos\theta}{X_d}$$

et à la composante transversale de la tension $U_q = U \cos\theta$. La puissance réactive longitudinale peut être considérée comme la somme de deux parties:

1) de la puissance réactive

$$Q''_d = m_1 \left(-\frac{U \cos\theta}{X_d}\right) U \cos\theta < 0,$$

consommée par une machine synchrone non excitée pour la production du champ longitudinal de l'induit à une tension $U_q = U \cos\theta$ et un courant longitudinal

$$I_{d(U)} = -\frac{U \cos\theta}{X_d},$$

qui est déphasé en avant de $\pi/2$ sur la tension $\dot{U}_q$;

2) de la puissance réactive

$$Q'_d = m_1 \frac{E_f}{X_d} U \cos\theta > 0,$$

qui se trouve développée lorsque la machine est excitée par le courant longitudinal supplémentaire $I_{d(cc)} = E_f/X_d$ qui est égal au courant de court-circuit pour la f.é.m. $\dot{E}_f$ et est déphasé en arrière de $\pi/2$ sur la tension $\dot{U}_q$ (ainsi que sur la f.é.m. $\dot{E}_f$).

La puissance réactive transversale Q_q absorbée par la machine pour la création du champ transversal à une tension $U_d = U \sin\theta$ et un courant transversal $I_q = -(U \sin\theta)/X_q$ qui est déphasé en avant de $\pi/2$ sur la tension $\dot{U}_d$.

La puissance réactive longitudinale Q_d est positive pour une excitation telle que $E_f - U \cos\theta > 0$, $\beta > 0$ et le courant I_d est déphasée en arrière de $\pi/2$ sur la tension $U_q = U \cos\theta$; au contraire, lorsque l'excitation est telle que $E_f - U \cos\theta < 0$, $\beta < 0$

et le courant I_d est déphasé en avant de $\pi/2$ sur la tension U_s, la puissance réactive longitudinale est négative.

La puissance réactive transversale est toujours négative $Q_q < 0$. La formule donnant la puissance réactive en unités relatives pour $R = 0$ s'écrit sous la forme suivante:

$$Q_* = \frac{U_* E_{*f} \cos\theta}{X_{*d}} - \frac{(U_* \cos\theta)^2}{X_{*d}} - \frac{(U_* \sin\theta)^2}{X_{*q}}.$$

§ 58-5. Puissance électromagnétique et couple électromagnétique d'une machine synchrone branchée sur un réseau de U_s = constante

La puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ et le couple électromagnétique d'une machine synchrone à pôles saillants peuvent être représentés selon (56-13) par la somme de deux composantes $M = M_{af} + M_{aa}$;

$$P_{\text{ém}} = M\Omega = P_{af} + P_{aa}, \qquad (58\text{-}13)$$

où $P_{af} = \Omega M_{af}$; $P_{aa} = \Omega M_{aa}$.

La nature de ces composantes a été expliquée au § 56-2. Le couple M_{af} est lié à l'interaction entre le courant dans l'induit et le champ d'excitation; le couple M_{aa} s'applique au rotor à pôles saillants non excité dans le champ produit par le courant d'induit. En utilisant (56-13), (54-35) et (54-37) ainsi que (58-7) et (58-8), exprimons les composantes P_{af} et P_{aa} de la puissance électromagnétique par E_f, U et θ:

$$P_{af} = M_{af}\Omega = m_1 E_f I_q = \frac{m_1 U^2 \varepsilon}{X_d X_q + R^2} [\varepsilon R + (X_d \sin\theta - R\cos\theta)]; \qquad (58\text{-}14)$$

$$P_{aa} = M_{aa}\Omega = -m_1 I^2 R_a = m_1 I^2 \frac{X_q - X_d}{2} \sin 2\beta = m_1 (X_q - X_d) I_d I_q =$$

$$= \frac{m_1 U^2 (X_q - X_d)}{(X_d X_q + R^2)^2} [\varepsilon X_q - (X_q \cos\theta + R\sin\theta)] \times$$

$$\times [\varepsilon R + (X_d \sin\theta - R\cos\theta)]. \qquad (58\text{-}15)$$

Dans ces formules, les deux puissances électromagnétiques P_{af} et P_{aa} dépendent du coefficient d'excitation $\varepsilon = E_f/U$. Pour l'étude de la marche en parallèle il est plus commode de représenter la puissance électromagnétique et le couple électromagnétique par la somme de deux composantes dont l'une (M' ou $P'_{\text{ém}} = \Omega M'$) dépend de ε et l'autre (M'' ou $P''_{\text{ém}} = \Omega M''$) ne dépend pas de ε. On a

$$P_{\text{ém}} = P_{af} + P_{aa} = P'_{\text{ém}} + P''_{\text{ém}}, \qquad (58\text{-}16)$$

où

$$P''_{\text{ém}} = \Omega M'' = P_{\substack{aa \\ (\varepsilon=0)}} - \frac{m_1 U^2 (X_d - X_q)}{(X_d X_q + R^2)^2} (X_d \sin\theta -$$

$$- R\cos\theta)(X_q \cos\theta + R\sin\theta)\,; \qquad (58\text{-}17)$$

$$P'_{\text{ém}} = \Omega M' = P_{af} + P_{aa} - P_{\substack{aa \\ (\varepsilon=0)}} =$$

$$= \frac{m_1 U^2 \varepsilon}{(X_d X_q + R^2)^2} [(X_q^2 X_d + 2R^2 X_d - X_q R^2)\sin\theta +$$

$$+ R(X_q X_d - 2X_q^2 - R^2)\cos\theta + \varepsilon R(X_q^2 - R^2)]. \qquad (58\text{-}18)$$

Dans cette équation, $M'' = P''_{\text{ém}}/\Omega$ *est un couple électromagnétique qui serait développé par une machine synchrone à pôles saillants non excitée branchée sur un réseau de* $U = U_s$ *pour un angle* θ *correspondant à l'état excité. Respectivement,* M' *est un couple électromagnétique supplémentaire qui est développé lorsque la machine est excitée.*

Dans le cas où l'on peut négliger la résistance effective de l'enroulement (c'est-à-dire pour $R = 0$), la puissance électromagnétique ne diffère pas de la puissance active définie par (58-10) et ses composantes sont égales aux composantes correspondantes de la puissance active

$$P_{\text{ém}} = P\,; \quad P'_{\text{ém}} = P'\,; \quad P''_{\text{ém}} = P''.$$

§ 58-6. Réglage de la puissance active à $U =$ constante et $I_f =$ constant. Caractéristique angulaire de la puissance active

La puissance active développée par une machine synchrone branchée sur un réseau est déterminée par la valeur et le sens du couple moteur extérieur M_{ext} appliqué à son arbre. En état de régime (lorsque le rotor tourne à la vitesse de synchronisme), le couple extérieur est toujours équilibré par le couple électromagnétique $M = f(U, E_f, \theta)$ défini par (58-13) ou (58-16), $M = M_{\text{ext}}$ et la puissance active est égale à $P = M\Omega$.

Si, lors du réglage de la puissance active P et du couple électromagnétique M, le courant d'excitation reste inchangé, $I_f =$ constant, alors on a (sans tenir compte de la saturation) $E_f =$ constante de sorte que parmi les grandeurs qui déterminent la marche en parallèle il n'y a que l'angle θ qui varie.

Les courbes traduisant les fonctions $P = f(\theta)$, $M = f(\theta)$ *à* $U_s =$ $=$ constante, $f_s =$ constante, $I_f =$ constant (*dans une machine non saturée* $E_f =$ constante) *sont appelées respectivement caractéristiques angulaires de la puissance active et du couple électromagnétique.*

Une caractéristique angulaire de la puissance active d'une machine synchrone ($R = 0$, sans tenir compte de la saturation) $P =$ $= f(\theta)$ est représentée par la figure 58-8. Elle est en même temps, à une autre échelle, la caractéristique angulaire du couple électromagnétique $M = f(\theta)$. Cette caractéristique est construite à l'aide

de la relation (58-10). L'une des composantes de la puissance ayant pour amplitude

$$P' = \frac{m_1 U E_f}{X_d} = \text{constante}$$

varie proportionnellement à $\sin\theta$ et l'autre, d'amplitude

$$P'' = \frac{m_1 U^2}{2}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d}\right) = \text{constante}$$

est proportionnelle à $\sin 2\theta$. La seconde composante n'intervient que dans les machines à pôles saillants, c'est-à-dire pour $X_d \neq X_q$. La première composante n'existe que dans les machines excitées pour $E_f \neq 0$. Dans une machine à pôles saillants, le rôle joué par la première composante est d'autant plus grand que le rapport de son amplitude à l'amplitude de la seconde composante est plus élevé

$$n = \frac{P'}{P''} = \frac{2E_f X_q}{U(X_d - X_q)}. \tag{58-19}$$

La puissance active totale est égale à la somme des deux composantes indiquées ci-dessus:

$$P = P' \sin\theta + P'' \sin 2\theta. \tag{58-20}$$

En prenant la dérivée par rapport à l'angle θ et en l'annulant

$$\frac{dP}{d\theta} = P' \cos\theta + 2P'' \cos 2\theta = 0,$$

on peut constater que la puissance active présente un extrémum lorsque

$$\theta_m = \pm \arccos \frac{\sqrt{n^2 + 32} - n}{8}, \tag{58-21}$$

où $n = P'/P''$ est le rapport des amplitudes des composantes de la puissance selon (58-19).

Pour $\theta_m > 0$, la puissance a sa valeur maximale possible lorsque la machine marche en alternateur $P_m > 0$; pour $\theta_m < 0$, la puissance maximale possible s'observe lorsque la machine fonctionne en moteur $P_m < 0$.

La puissance maximale (limite) de la machine synchrone a pour valeur

$$P_m = P' \sin\theta_m + P'' \sin 2\theta_m = P' \sin\theta_m (1 + 2n \cos\theta_m). \tag{58-22}$$

Dans une machine à pôles lisses on a $n = \infty$, $\cos\theta_m = 0$, $\theta_m = \pi/2$, $\sin\theta_m = 1$ et donc

$$P_m = P' = \frac{m_1 E_f U}{X_d}. \tag{58-23}$$

Dans une machine à pôles saillants, la puissance maximale P_m est, à excitation nominale I_{fn}, de quelques pour cent supérieure à la puissance P'. Comme il résulte de (58-23), la puissance maximale augmente lorsque le courant d'excitation I_f augmente et la réactance

X_d de l'enroulement d'induit diminue (v. § 54-5). C'est pourquoi, en établissant le projet d'une machine synchrone, on choisit ses dimensions de telle sorte que la puissance maximale soit nettement supérieure à la puissance active nominale

$$P_n = S_n \cos \varphi_n = m_1 U_n (\cos \varphi_n) I_n$$

et, qu'au besoin, l'alternateur puisse être surchargé.

La capacité de surcharge statique d'un alternateur synchrone (c'est-à-dire le rapport limite possible de surcharge pour une augmentation assez lente du couple extérieur) est définie par le rapport de la puissance maximale P_{mn} pour $U = U_n$ et $I_f = I_{fn}$ à la puissance nominale

$$k_s = P_{mn}/P_n.$$

La capacité de surcharge statique est donnée de façon exacte pour un alternateur à pôles lisses et de façon approchée pour un alternateur à pôles saillants par la formule suivante

$$k_s = \frac{P_{mn}}{P_n} = \frac{P'_n}{P_n} = \frac{E_{*fn}}{X_{*d} \cos \varphi_n}, \qquad (58\text{-}24)$$

où $E_{*fn} = E_{fn}/U_n$, X_{*d} sont la f.é.m. et la réactance inductive en unités relatives.

D'après la Norme GOST 533-76 la capacité de surcharge statique des turbo-alternateurs ne doit pas être inférieure à 1,7. Le couple moteur maximal de la machine synchrone est proportionnel à la puissance maximale:

$$M_m = \frac{m_1 E_f U}{\Omega X_d} = \frac{P_m}{\Omega}. \qquad (58\text{-}25)$$

A l'excitation nominale, le couple maximal a pour valeur

$$M_{mn} = \frac{m_1 U_n E_{fn}}{\Omega X_d}. \qquad (58\text{-}26)$$

Pour les moteurs synchrones on introduit la notion de *rapport de couple maximal* (analogue à la capacité de surcharge statique)

$$\frac{M_{mn}}{M_n} = \frac{P_{mn}}{P_n} = \frac{E_{*fn}}{X_{*d} \cos \varphi_n}.$$

D'après GOST 183-74, le rapport du couple maximal des moteurs synchrones ayant un facteur de puissance 0,9 ne doit pas être inférieur à 1,65.

§ 58-7. Conditions de stabilité de la marche en parallèle

L'angle θ dépend uniquement du couple extérieur M_{ext} (fig. 58-8). Comme on le voit sur la figure 58-9, le couple extérieur M_{ext} peut être équilibré par le couple électromagnétique M pour deux valeurs de l'angle θ ($\theta = \theta_1$ et $\theta = \theta_2$) qui correspondent aux points d'intersection de la droite M_{ext} = constante et de la caracté-

ristique angulaire du couple électromagnétique $M = f(\theta)$ durant une période (dans les limites des angles $-\pi < \theta < \pi$). La figure 58-9 représente une partie de la caractéristique pour $0 < \theta < \pi$ correspondant à la marche en alternateur.

De prime abord il pourrait sembler que les régimes figurés par les points *1* et *2* sont équivalents. Pourtant, bien que les couples M et les puissances actives $P = M\Omega = m_1 U (I \cos \varphi)$ soient identiques, ces régimes présentent des différences substantielles. Du fait

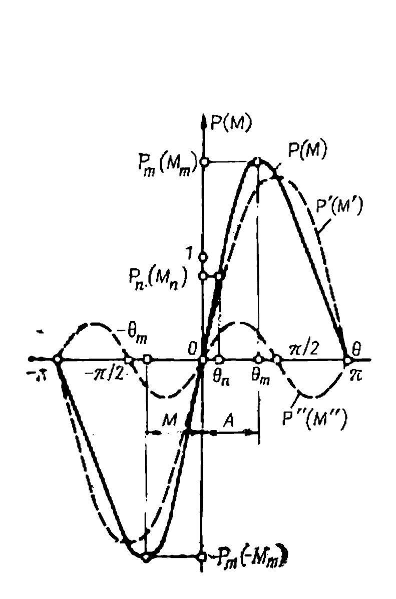


Fig. 58-8. Caractéristiques angulaires de la puissance active (du couple moteur électromagnétique) d'une machine synchrone à pôles saillants ($U_n = 1{,}0$; $E_{fn}=1{,}77$; $X_d=1{,}0$; $X_q = 0{,}6$; $P_n = \cos \varphi_n = 0{,}8$).

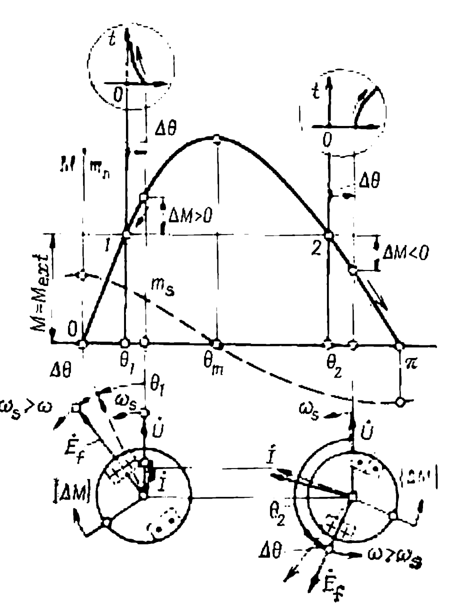


Fig. 58-9. Conditions de stabilité de la marche en parallèle.

de la différence entre les angles θ (v. diagrammes de la figure 58-9), les courants I aux points *1* et *2*, représentés en traits interrompus, sont différents en module et en phase ; seules leurs projections $I \cos \varphi$ sur la tension sont égales. Et, ce qui est le plus important, les conséquences qu'entraînent les écarts des angles par rapport aux valeurs aux points *1* et *2* sont diamétralement opposées : lorsque l'angle θ_1 augmente de $\Delta\theta > 0$, on observe une augmentation du couple électromagnétique ($\Delta M > 0$) ; au contraire, une augmentation de l'angle θ_2 de $\Delta\theta > 0$ entraîne une diminution du couple électromagnétique ($\Delta M < 0$). Comme le montrent les diagrammes, une augmentation de l'angle θ au point *1* entraîne une augmentation de la composante active du courant, alors qu'une aug-

mentation de cet angle au point *2* a pour effet une diminution de cette composante (les f.é.m. E_f et les courants I sont représentés en traits interrompus pour les angles θ_1 et θ_2 et en trait continu pour les angles $\theta + \Delta\theta$).

Par suite de ces différences, *le régime de fonctionnement au point 1 est stable, c'est-à-dire capable d'auto-retablissement en cas d'écarts aléatoires des paramètres qui le caractérisent tandis que le régime au point 2 est instable* (*c'est-à-dire incapable d'auto-rétablissement*).

Montrons que le régime au point *1* est stable. Supposons que pour des causes quelconques l'angle θ_1 subisse un accroissement $\Delta\theta > 0$ alors que le couple extérieur M_{ext}, la tension U et la fréquence f_s de la tension et le courant d'excitation I_f restent inchangés. Alors, le couple électromagnétique deviendra égal à $M + \Delta M$, où $\Delta M = \frac{\partial M}{\partial \theta} \Delta\theta$ est l'accroissement du couple (au point *1* pour $\Delta\theta > 0$, l'accroissement $\Delta M > 0$). L'équilibre des couples ($M = M_{ext}$) qui a lieu en état de régime sera troublé et comme il résulte de l'équation du mouvement du rotor

$$M_{ext} - (M + \Delta M) = J \frac{d\Omega}{dt}; \qquad (58\text{-}27)$$

$$-\Delta M = J \frac{d\Omega}{dt},$$

le couple excédant ΔM dirigé dans le sens opposé à la rotation fera naître une accélération initiale

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{\Delta M}{J} < 0.$$

La vitesse angulaire du rotor diminuera:

$$\Omega = \Omega_s + \int_0^t \left(\frac{d\Omega}{dt}\right) dt < \Omega_s.$$

Respectivement, la vitesse angulaire du rotor diminuera aussi dans le modèle dans lequel la valeur complexe de la f.é.m. $\dot{E}_f$ est dirigée le long de l'axe transversal

$$\omega < \omega_s.$$

Puisque la valeur complexe de la tension $\dot{U} = -\dot{U}_s$ tourne à la vitesse ω_s, la diminution de la vitesse angulaire de la valeur complexe $\dot{E}_f$ aura pour effet une diminution progressive de l'angle $\theta = \theta_1 + \Delta\theta$ qui continuera tant que l'angle θ ne redeviendra égal à θ_1 et un régime synchrone se rétablira au point *1* (la courbe d'auto-rétablissement de l'angle θ en fonction du temps t est montrée sur la figure 58-9). Si l'angle $\theta = \theta_1$ au point *1* diminue pour une cause quelconque, $\Delta\theta < 0$, alors $\Delta M < 0$ et en vertu de (58-27) on a $d\Omega/dt > 0$. Cela signifie que la vitesse angulaire du rotor dans le

modèle augmentera de même que la f.é.m. $\dot{E}_f$ et l'angle $\theta = \theta_1 - |\Delta\theta|$ croîtra jusqu'à ce qu'il redevienne égal à θ_1. Ainsi, au point *1* et aux autres points de la caractéristique angulaire situés dans l'intervalle de $0 < \theta < \theta_m$, le régime sera stable.

Au contraire, au point *2* et aux autres points de la caractéristique angulaire situés dans l'intervalle de $\theta_m < \theta < \pi$, le régime sera instable. On peut s'en assurer en examinant le comportement de l'alternateur en cas d'une augmentation accidentelle de l'angle θ_2 de $\Delta\theta > 0$. Dans ce cas on a $\Delta M = \frac{\partial M}{\partial \theta} \Delta\theta < 0$ $\left(\text{puisque } \frac{\partial M}{\partial \theta} < 0\right)$ et, en vertu de (58-27), $\frac{d\Omega}{dt} > 0$. Cela signifie que la vitesse angulaire du rotor dans le modèle et la f.é.m. $\dot{E}_f$ augmenteront et l'angle $\theta = \theta_2 + \Delta\theta$ croîtra en s'écartant de plus en plus de l'angle θ_2 caractéristique du régime initial (la courbe traduisant la variation de l'angle θ en fonction du temps est représentée à la figure 58-9).

De l'analyse qui précède il résulte que le régime sera stable si on a un ralentissement du rotor, c'est-à-dire $\Delta\Omega/dt < 0$ pour $\Delta\theta > 0$ et une accélération du rotor, c'est-à-dire $d\Omega/dt > 0$ pour $\Delta\theta < 0$.

En exprimant dans (58-27) l'accroissement du couple électromagnétique ΔM par l'accroissement accidentel de l'angle $\Delta\theta$

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{\Delta M}{J} = -\left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)\frac{\Delta\theta}{J},$$

on peut constater que les signes de $d\Omega/dt$ et de $\Delta\theta$ seront opposés et le régime sera stable en des points de la caractéristique angulaire où la dérivée du couple par rapport à l'angle est positive $m_s = \partial M/\partial\theta > 0$ et au contraire, il sera instable en des points où $m_s = \partial M/\partial\theta < 0$.

La dérivée du couple électromagnétique M par rapport à l'angle θ (dans les conditions de la caractéristique angulaire, c'est-à-dire à $U_\cdot$ = constante, ω_s = constante, I_f = constant ou E_f = constante), est appelée *couple synchronisant spécifique*. En se reportant à (58-10) et en prenant la dérivée partielle par rapport à θ, on trouve le couple synchronisant spécifique

$$m_s = \frac{\partial M}{\partial \theta} = \frac{\partial P}{\Omega\, \partial \theta} = \frac{m_1 U E_f}{\Omega X_d} \cos\theta + m_1 U^2 \left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d}\right) \cos 2\theta. \tag{58-28}$$

Respectivement, la puissance synchronisante spécifique est définie par la formule

$$p_s = \frac{\partial P}{\partial \theta} = \Omega m_s. \tag{58-29}$$

La variation du couple synchronisant spécifique m_s en fonction de l'angle θ d'une machine synchrone fonctionnant en alternateur est montrée sur la figure 58-9. On voit que $m_s > 0$ et le régime est stable pour $0 < \theta < \theta_m$ et au contraire $m_s < 0$ et le régime est

instable pour $\theta_m < \theta < \pi$. Dans la marche en alternateur, un service continu n'est possible que sur la partie de la caractéristique comprise entre $\theta = 0$ et $\theta = \theta_m$. Plus grand est le couple synchronisant, plus stable est le régime et plus difficile il est de décrocher la machine. Le régime le plus stable est la marche à vide lorsque $m_s = m_{s\ max}$. Au fur et à mesure que le couple ou la puissance active augmente, le couple synchronisant diminue: pour $M = M_{max}$ et $P = P_{max}$ on a $m_s = 0$ et la machine perd le pouvoir de se ramener au synchronisme.

La caractéristique angulaire du couple d'une machine synchrone est une courbe périodique sur laquelle on peut délimiter des régions de fonctionnement stable ($m_s > 0$) et instable ($m_s < 0$) dans la marche en alternateur et en moteur (fig. 58-10). La période de la caractéristique angulaire $\theta = 2\pi$ correspond à la rotation du rotor dans l'espace (par rapport de la tension statorique) d'un angle $2\pi/p$.

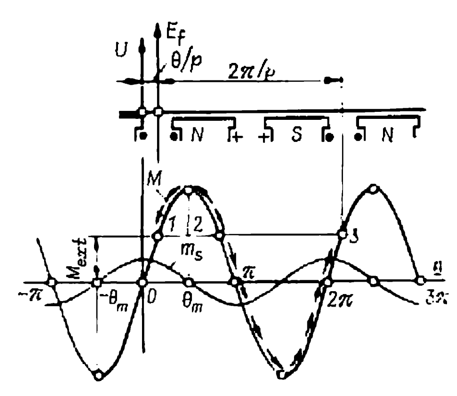


Fig. 58-10. Régions de fonctionnement stable sur la caractéristique angulaire du couple électromagnétique.

La marche en alternateur est stable pour des angles $0 < \theta < \theta_m$ ainsi que pour des angles $\theta \pm 2\pi k$, où k est un entier, le fonctionnement en moteur est stable pour des angles $-\theta_m < \theta < 0$ ainsi que pour des angles $\theta \pm 2\pi k$.

Comme nous l'avons vu, un service continu dans la région instable de la caractéristique, au point *2* par exemple, est impossible. En cas d'une petite diminution accidentelle de l'angle, l'angle θ diminue (grâce au ralentissement du rotor) tant que ne s'établisse le régime au point *1*; au contraire en cas d'une augmentation aléatoire de l'angle au point *2*, l'angle θ augmente (grâce à l'accélération du rotor) tant que le régime ne s'établisse au point *3*. La différence entre les angles θ_3 et θ_1 est égale à 2π ce qui correspond à la rotation du rotor par rapport à la tension d'un angle $2\pi/p$ (ou de deux pôles, v. fig. 58-10).

Le réglage de la puissance active de la machine est obtenu par l'action sur le couple extérieur M_{ext} appliqué à son arbre. Lorsque $M_{ext} = 0$, la machine marche à vide pour $\theta = 0$ et $M = f(\theta) = 0$. Quand le couple M_{ext} dirigé dans le sens de rotation du rotor augmente, l'équilibre des couples se trouve troublé ($M_{ext} > M = 0$), le rotor reçoit une accélération positive (58-27), sa vitesse angulaire Ω devient supérieure à la vitesse de synchronisme Ω_s, la f.é.m. complexe $\dot{E}_f$ tourne plus vite que la tension complexe $\dot{U}$ ($\omega > \omega_s$), l'angle θ commence à augmenter et croît jusqu'à l'instant où s'établit

un régime synchrone de la marche en alternateur pour un angle $\theta > 0$ tel que le couple électromagnétique $M = f(\theta)$ dans la figure 58-8 devient égal au couple extérieur M_{ext}. Si le couple extérieur est négatif $M_{ext} < 0$, il s'établira un angle négatif $\theta < 0$ pour lequel $M_{ext} = M = f(\theta)$ et la machine commencera à fonctionner en moteur. Ainsi, le réglage de la puissance active dans les conditions de la caractéristique angulaire s'accompagne d'une variation de l'angle θ.

§ 58-8. Caractéristique angulaire de la puissance réactive

On appelle caractéristique angulaire de la puissance réactive la courbe de $Q = f(\theta)$ *obtenue à* U_s = constante, f_s = constante, I_f = constant (*dans une machine non saturée à* E_f = constante), c'est-à-dire dans les mêmes conditions que la caractéristique angulaire de la puissance active.

Une caractéristique angulaire $Q = f(\theta)$ est représentée à la figure 58-11. Elle couvre la plage de fonctionnement en parallèle stable. A côté de la puissance réactive globale Q, la figure montre ses composantes Q'_d, Q''_d et Q_q dont la nature a été expliquée plus haut.

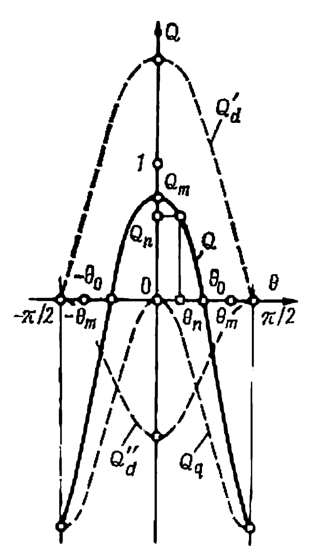


Fig. 58-11. Caractéristique angulaire de la puissance réactive d'une machine synchrone ($U_n = 1{,}0$; $E_{fn} = 1{,}77$; $X_d = 1{,}0$; $X_q = 0{,}6$; $P_n = \cos\varphi_n = 0{,}8$).

L'angle θ est fonction du couple extérieur M_{ext}. En considérant conjointement la caractéristique angulaire du couple électromagnétique ou de la puissance active représentée par la figure 58-8 et la caractéristique angulaire de la puissance réactive montrée sur la figure 58-11, on peut juger de la variation de la puissance réactive lors du réglage de la puissance active.

En marche à vide, l'angle $\theta = 0$ et la puissance réactive passe par son maximum Q_m (sur les figures 58-8 et 58-11 le courant d'excitation et la tension ont leurs valeurs nominales) ayant pour expression

$$Q_{(\theta=0)} = Q_m = Q'_d + Q''_d + Q_q = \frac{m_1 U (E_f - U)}{X_d}.$$

Si $E_f > U$, la puissance $Q_m > 0$, c'est-à-dire qu'elle est fournie au réseau; si au contraire $E_f < U$, la puissance est absorbée au réseau. A excitation nominale $I_f = I_{fn}$ ou $E_f = E_{fn}$ et à tension nominale U_n, la f.é.m. $E_{fn} > U_n$ et la puissance réactive maximale est toujours

positive:

$$Q_m - \frac{m_1 U_n (E_{fn} - U_n)}{X_d} > 0.$$

En unités relatives, on a, comme l'indique la figure 58-11,

$$Q_{*m} = \frac{Q_m}{S_n} = \frac{U_* (E_{*f} - U_*)}{X_{*d}}.$$

Lorsque le couple extérieur M_{ext} augmente, la machine fournit au réseau (pour $M_{ext} > 0$) ou absorbe au réseau (pour $M_{ext} < 0$) de la puissance active. Aux puissances positives $P > 0$ correspondent des angles positifs $\theta > 0$; aux puissances négatives $P < 0$ correspondent des angles négatifs $\theta < 0$. Comme le montrent les figures 58-8 et 58-11, lorsque la charge active et l'angle θ augmentent, la puissance réactive diminue. A noter que la diminution de la puissance réactive ne dépend que des valeurs absolues de la puissance active et de l'angle θ, et se produit également dans la marche en alternateur et dans la marche en moteur:

$$Q(\theta) = Q(-\theta); \quad P(Q) = -P(-\theta).$$

Au régime nominal, quand la puissance active $P = P_n$, $\cos \varphi_n = 0,8$ et l'angle $\theta = \theta_n$, la machine développe une puissance réactive $Q_n = \sin \varphi_n = 0,6$. Pour des angles θ_0 $(-\theta_0)$ la puissance réactive s'annule; si la puissance active est augmentée davantage (en valeur absolue), la puissance réactive devient négative et donc est absorbée au réseau.

§ 58-9. Réglage de la puissance réactive dans la marche en parallèle. Caractéristiques en U

Le réglage de la puissance réactive Q à puissance active constante P = constante s'obtient en agissant sur le courant d'excitation I_f. Pour augmenter la puissance réactive à U_s = constante il faut augmenter le courant d'excitation; pour diminuer la puissance réactive il faut diminuer le courant d'excitation. Pour nous en convaincre, examinons les phénomènes qui se dérouleront par exemple après une diminution du courant d'excitation.

Supposons qu'au régime initial la machine fonctionnait en alternateur au point *1* de la caractéristique angulaire avec un couple $M = M_{ext}$ et un courant d'excitation $I_f = I_{f1}$ pour l'angle $\theta = \theta_1$ (fig. 58-12). Lorsque le courant d'excitation a diminué jusqu'à $I_{f3} < I_{f1}$ et la f.é.m. jusqu'à $E_{f3} < E_{f1}$, les caractéristiques angulaires du couple et de la puissance réactive seront modifiées alors que l'angle θ restera d'abord inchangé grâce à l'inertie du rotor en marche. Le couple électromagnétique M s'exerçant sur le rotor subira une diminution de ΔM et prendra une valeur correspondant au point *2* de la caractéristique angulaire pour $I_f = I_{f3}$. Le rotor sera soumis à un couple non équilibré $M_{ext} - [M - |\Delta M|] = |\Delta M|$ qui accéléra sa rotation. La vitesse de rotation ω du rotor deviendra supé-

rieure à ω_s de sorte que la vitesse de rotation de la tension complexe U et l'angle θ augmenteront jusqu'à l'instant où, ayant subi un accroissement de $\Delta\theta$, il deviendra égal à θ_3, c'est-à-dire prendra une valeur pour laquelle les couples seront de nouveau équilibrés $M = M_{ext}$ (la courbe de variation de l'angle θ en fonction du temps t est représentée à la figure). Dans ces conditions, la puissance réactive au point *3* de la caractéristique angulaire pour $\theta = \theta_1 + \Delta\theta = \theta_3 > \theta_1$ et $I_{f3} < I_{f1}$ est toujours plus petite qu'au point *1* pour $\theta = \theta_1$ et $I_f = I_{f1}$ (la caractéristique an-

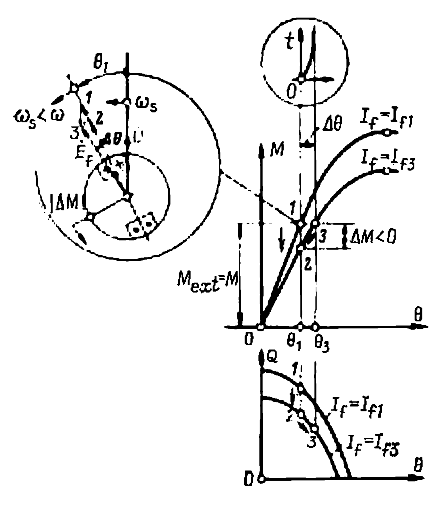


Fig. 58-12. Etablissement d'un nouveau régime en cas de diminution du courant d'excitation (M_{ext} = constant).

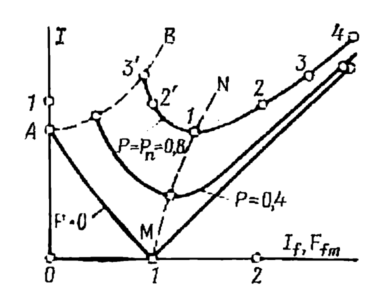


Fig. 58-13. Caractéristiques en U d'une machine synchrone ($X_d = X_q = 1{,}2$; $X_\sigma = 0{,}2$; $\cos\varphi_n = 0{,}8$).

gulaire de la puissance réactive pour $I_{f3} < I_{f1}$ se situe, comme il résulte de (58-12), au-dessous de la caractéristique pour I_{f1}).

Lorsque la puissance réactive Q est réglée par variation du courant d'excitation I_f et de la f.é.m. E_f à tension constante U_s = = constante et à couple constant M_{ext} = constant, la composante active du courant correspondant à la valeur donnée du couple reste inchangée :

$$I_a = I\cos\varphi = \frac{P}{m_1 U} = \frac{M\Omega}{m_1 U} = \text{constant}$$

et le courant dans l'induit $\dot I = \dot I_a + \dot I_r$ ne varie que grâce à la variation de la composante réactive

$$I_r = I\sin\varphi = \frac{Q}{m_1 U} = \text{variable.}$$

Pour évaluer les variations du courant d'induit provoquées par les variations du courant d'excitation on se sert des *caractéristiques* dites *en* U *qui traduisent la variation du courant dans l'induit en fonction du courant d'excitation* $I = f(I_f)$ *à puissance active* P = constante *et à tension* U_s = constante. Une famille de telles caractéristiques construites pour différentes valeurs de la puissance active ($P = 0$; 0,4 ; 0,8) est représentée à la figure 58-13.

Les caractéristiques en U sont construites à l'aide de diagrammes vectoriels tenant compte de la saturation. La figure 58-14 montre des diagrammes vectoriels utilisés pour la construction de la caractéristique en U d'une machine synchrone à pôles lisses représentée par la figure 58-13 pour $P_n = \cos\varphi_n = 0{,}8$ (en unités relatives). Cette figure illustre de façon détaillée la construction du diagramme pour le point *2* de la caractéristique en lequel le courant a sa valeur nominale : $I_a = I_{an} = \cos\varphi_n = 0{,}8$; $I_r = I_{rn} = \sin\varphi_n = 0{,}6$. En d'autres points de la caractéristique (*1*, *3*, *4*, *2'*, *3'*) la composante active du courant reste sans modifications, $I_a = I_{an}$ alors qu'à la composante réactive I_r on donne des valeurs différentes : au point *1*, la composante réactive $I_r = 0$; aux points *2*, *3*, *4* elle est en retard sur la tension U de la machine et est considérée comme positive, $I_r = I \sin\varphi > 0$; aux points *2'*, *3'* elle avance sur la tension et est considérée comme négative $I_r = I \sin\varphi < 0$. *Le lieu géométrique du courant d'induit dans le plan complexe est la droite I perpendiculaire à la tension.*

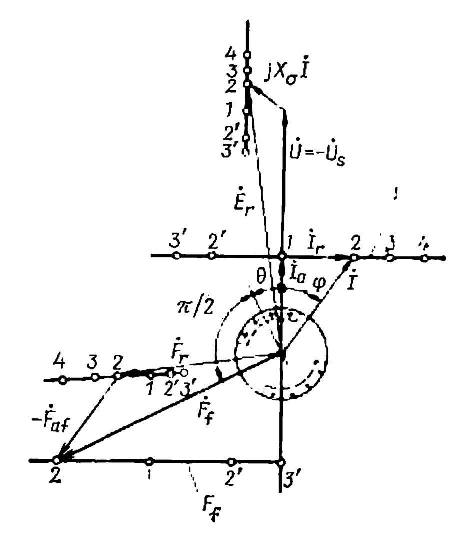


Fig. 58-14. Caractéristique en U ($X_d = X_q = 1{,}2$; $X_\sigma = 0{,}2$; $\cos\varphi_n = 0{,}8$).

Par cette construction on détermine la f.m.m. d'excitation F_{fm} et le courant d'excitation $I_f = F_{fm}/w_f$ correspondant au courant d'induit aux points indiqués. La position de l'extrémité de la f.m.m. complexe $\dot{F}_{fm}$ sur le godographe est indiquée par des chiffres correspondants. Dans la zone située entre les points *3'* et *2* où le circuit n'est pas saturé, le godographe de F_{fm} représente une droite ; au fur et à mesure de la saturation (dans la zone de *2* à *4*), le godographe s'écarte de plus en plus de la droite.

Les caractéristiques pour $P = 0{,}4$ et $P = 0$ sont construites de façon analogue respectivement pour $I_a = 0{,}4$ et $I_a = 0$ (en unités relatives). La valeur minimale du courant sur la caractéristique en U (au point *1*) est obtenue pour un courant d'excitation I_f ($\cos\varphi = 1$) tel que la composante réactive du courant $I_r = 0$ et il n'existe qu'une composante active $I_a = I\cos\varphi = I$, $\cos\varphi = 1$.

Les minimums de courants de toute la famille de caractéristiques en U *se situent sur la ligne MN* (fig. 58-13) *qui représente la caractéristique de réglage de la machine* $I_f = f(I)$ *construite pour* $\cos\varphi = 1$. En des points de la caractéristique en U situés à droite d'un minimum, par exemple aux points *2*, *3*, *4*, la machine est *surexcitée*

par rapport au régime au point *1*, où $I = I_a$. Son courant d'excitation $I_f > I_{f(\cos\varphi=1)}$ et, comme le montre le diagramme de la figure 58-14, son courant réactif est positif $I_r > 0$, c'est-à-dire déphasé en arrière sur la tension. Au contraire, en des points se trouvant à gauche d'un minimum, par exemple aux points *2'*, *3'* la machine est *sous-excitée*. Son courant d'excitation $I_f < I_{f(\cos\varphi=1)}$ et son courant réactif est négatif $I_r < 0$, c'est-à-dire déphasé en avance sur la tension.

En cas de surexcitation, le réseau représente par rapport à la machine une charge inductive (le courant réactif dans l'induit affaiblit le champ d'excitation) ; en cas de sous-excitation, le réseau se comporte vis-à-vis de la machine comme une charge capacitive (le courant réactif dans l'induit renforce le champ d'excitation); par contre, par rapport au réseau, dont la tension $U_s = -U$ est en opposition de phase avec la tension de la machine, une machine surexcitée représente une charge capacitive qui fournit une puissance réactive tandis qu'une machine sous-excitée représente une charge inductive qui absorbe de la puissance réactive (fig. 58-13).

Une diminution de l'excitation entraîne une diminution de la limite de stabilité statique qui est égale, pour une machine à pôles lisses, à $P_{max} = m_1 E_f U / X_d$. La zone de sous-excitation est limitée par la ligne AB à gauche de laquelle le fonctionnement de la machine synchrone est instable. Sur la ligne AB, au point *3'* par exemple, la puissance maximale P_{max} devient égale à la puissance P = constante pour laquelle est construite la caractéristique en U donnée. Pour la marche en moteur, la caractéristique en U est construite de la même manière à cette seule différence près que la composante active du courant est dirigée dans le sens opposé par rapport à la tension, $I_a < 0$.

§ 58-10. Moteurs synchrones

Toute machine synchrone est réversible et peut donc fonctionner tant en moteur qu'en alternateur. Pourtant, chaque machine est presque toujours destinée par son constructeur à être utilisée à un régime déterminé en lequel elle doit présenter des caractéristiques concrètes stipulées dans les cahiers de charges (couple moteur nominal, rendement, etc).

Une machine synchrone destinée à fonctionner aussi bien en moteur qu'en alternateur porte le nom de *moteur-alternateur* ou de *machine synchrone réversible*. De telles machines sont utilisées dans des centrales hydrauliques équipées pour l'accumulation par pompage qui permettent d'égaliser la charge des centrales thermo-électriques. Une telle centrale d'accumulation comporte deux réservoirs d'eau: un supérieur et un inférieur. Aux heures de pointes, l'eau coule du réservoir supérieur dans le réservoir inférieur et les machines synchrones réversibles entraînées par les turbines fonctionnent en alternateur. Aux heures creuses, les machines synchrones fonctionnent en moteur, en entraînant des pompes qui refoulent l'eau du

réservoir inférieur dans le réservoir supérieur. Certaines caractéristiques de gros moteurs-alternateurs de série CBO destinés à être installés dans les centrales d'accumulation sont indiquées dans le tableau 62-7.

Les moteurs synchrones triphasés sont fabriqués pour des puissances allant de 20 kW jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de kilowatts. Pour des vitesses de rotation de 100 à 1000 tr/mn les moteurs sont généralement à rotor à pôles saillants et pour des vitesses plus élevées (1500 et 3000 tr/mn), à rotor lisse. Suivant leur puissance, les moteurs peuvent être prévus pour des tensions de 220 à 10 000 V. La vitesse de rotation du moteur est déterminée par la fréquence du réseau de distribution et est indépendante de la charge sur l'arbre du moteur.

La construction des moteurs ne diffère pas de celle des alternateurs de même puissance et de même vitesse de rotation. Des exigences particulières ne sont imposées qu'à la construction de leur enroulement amortisseur (enroulement de démarrage) qui permet, dans des conditions déterminées, le démarrage en asynchrone des moteurs synchrones.

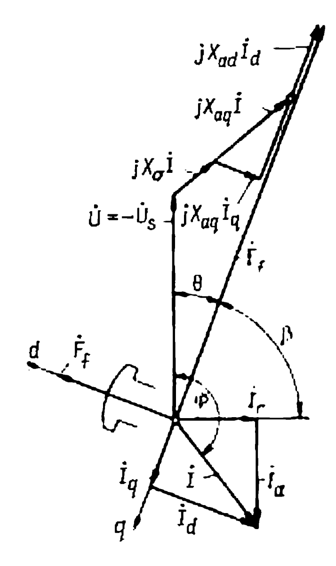


Fig. 58-15. Diagramme des tensions d'une machine synchrone à pôles saillants (marche en moteur, sans tenir compte de la saturation).

Les phénomènes électromagnétiques dans les moteurs synchrones se décrivent par les mêmes équations et diagrammes que ceux qui interviennent dans les alternateurs (v. chap. 55). La figure 58-15 montre à titre d'exemple le diagramme d'un moteur synchrone à pôles saillants surexcité (sans tenir compte de la saturation) qui ne diffère du diagramme d'un alternateur (fig. 55-2) que par la composante active du courant I_a dans l'induit qui est dirigée dans le sens opposé à la tension $\dot{U}$ de la machine et est donc en phase avec la tension du réseau $\dot{U}_s = -\dot{U}$. Quant à la composante réactive du courant I_r, elle est, de même que dans un alternateur surexcité, déphasée de $\pi/2$ en arrière sur la tension $\dot{U}$ de la machine et de $\pi/2$ en avant sur la tension $\dot{U}_s$ du réseau.

Le couple moteur, la puissance active et la puissance réactive du moteur synchrone sont calculés à l'aide des formules établies pour une machine synchrone fonctionnant en parallèle avec un réseau (chap. 58). La variation de ces grandeurs en fonction de l'angle θ, à excitation constante, est évaluée à l'aide des caractéristiques

angulaires des puissances active et réactive (fig. 58-8, 58-11) qui comportent aussi la région correspondant au fonctionnement en moteur ($-\theta_{max} < \theta < 0$). L'influence du courant d'excitation sur la puissance réactive développée par le moteur peut être appréciée à l'aide de caractéristiques en U construites pour la marche en moteur qui reproduisent les caractéristiques en U de l'alternateur (v. fig. 58-13).

La figure 58-16 représente les caractéristiques de fonctionnement d'un moteur à courant d'excitation constant dont la valeur est choisie de telle sorte que le facteur de puissance du moteur en marche à vide soit égal à l'unité. Lorsque la charge augmente, le facteur de puissance diminue et le courant se décale en retard. Si le courant d'excitation est choisi de telle sorte que le moteur ait le facteur de puissance nominal pour la charge nominale et un courant décalé en avant, une réduction de la charge aura pour résultat que le moteur fournira au réseau une puissance réactive encore plus grande qu'en charge nominale ($\cos \varphi < \cos \varphi_n$). Au contraire, lorsqu'on augmente la charge, le facteur de puissance croît par suite d'une diminution de la composante réactive du courant décalé en avant, devient égal à l'unité et ensuite diminue de nouveau par suite de la composante réactive du courant décalé en retard qui commence à intervenir.

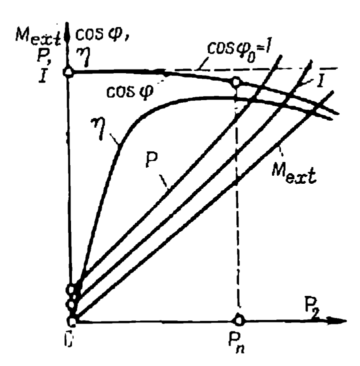


Fig. 58-16. Caractéristiques de fonctionnement d'un moteur synchrone.

En réalisant un réglage automatique de la tension en fonction du courant dans l'induit, on peut obtenir n'importe quelles caractéristiques données de la puissance réactive ou du facteur de puissance.

Pour exciter les moteurs synchrones on utilise soit le système d'excitation directe à partir d'une excitatrice soit le système d'autoexcitation à redresseurs à semi-conducteurs (v. chap. 52).

Le démarrage direct d'un moteur synchrone en moteur asynchrone (v. § 59-4) est réalisé à l'aide de l'enroulement amortisseur en court-circuit (enroulement de démarrage) logé dans les encoches sur les évanouissements polaires.

Dans les moteurs à pôles lisses à rotor massif et dans les moteurs à pôles saillants massifs, le démarrage en asynchrone s'obtient grâce à l'interaction entre les courants de Foucault induits dans les pièces massives et le champ magnétique tournant.

Les propriétés du moteur à démarrage asynchrone sont caractérisées par le couple initial de démarrage M_d pour $s = 1$ et par le couple d'entrée $M_{0,05}$ qui est le couple moteur asynchrone pour $s = 0,05$. Dans les caractéristiques techniques, ces couples et le

courant sont indiqués en fractions du couple nominal et du courant au régime synchrone (v. plus loin).

Les dimensions principales, la masse et le coût d'un moteur synchrone dépendent, comme il en résulte du § 37-2, de sa puissance apparente

$$S_n = \frac{P_n}{\eta_n \cos \varphi_n}$$

et augmentent lorsque son facteur de puissance diminue. L'examen du tableau 58-1, qui indique les caractéristiques comparatives des

Tableau 58-1

Comparaison de quelques caractéristiques des moteurs synchrones et asynchrones de 1000 kW, 1000 tr/mn

Moteur	$\cos \varphi_n$	Rendement, %	Coût relatif, %
synchrone	1,0	96,4	117
	0,8 (av.)	95,3	144
	0,6 (av.)	93,7	166
asynchrone à rotor bobiné	0,9 (ar.)	94,9	127
asynchrone à cage	0,9 (ar.)	95,1	100

moteurs synchrones et asynchrones, montre qu'un moteur synchrone est plus coûteux qu'un moteur asynchrone à cage de 17 % seulement pour $\cos \varphi = 1,0$ et de 44 % pour $\cos \varphi = 0,8$. En même temps, si le moteur synchrone avec $\cos \varphi = 1,0$ ne produit aucune puissance réactive, le même moteur avec $\cos \varphi = 0,8$ fonctionne avec un courant décalé en avant et produit donc une puissance réactive considérable égale à $0,6/0,8 \approx 0,75$ de la puissance active. Pourtant, pour $\cos \varphi = 0,8$ le rendement obtenu est plus bas. L'emploi de moteurs synchrones prévus pour la génération de puissance réactive permet de réduire tant la puissance réactive des alternateurs synchrones installés aux centrales que celle des compensateurs synchrones.

Le choix du facteur de puissance pour les alternateurs et les moteurs synchrones est un problème d'optimisation complexe dans lequel on cherche à réduire au minimum les frais de fabrication de machines et les frais d'exploitation du réseau électrique. Comme le rendement croît avec la puissance des machines, il s'avère plus économique de produire la plus grande partie de la puissance réactive au moyen de grosses machines synchrones, c'est-à-dire d'alternateurs et la plus petite partie de cette puissance au moyen de moteurs synchrones dont la puissance est relativement peu élevée. Les alterna-

teurs synchrones sont généralement fabriqués avec cos $\varphi = 0{,}8$ et les moteurs synchrones avec cos $\varphi = 0{,}9$ (en surexcitation).

En présentant par rapport aux moteurs asynchrones un avantage indiscutable de pouvoir fournir de la puissance réactive au réseau, les moteurs synchrones leur cèdent sous d'autres égards. Leur construction est plus compliquée que celle des moteurs asynchrones et surtout des moteurs à cage d'écureuil. Les moteurs synchrones sont nettement plus coûteux que les moteurs asynchrones et ce surtout à cause des frais liés à la fabrication du système d'excitation. Ils sont moins fiables et exigent un personnel d'entretien qualifié. Le choix entre un moteur synchrone et un moteur asynchrone peut être fait en comparant les variantes possibles d'après les frais totaux de fabrication et d'exploitation.

Pour une puissance supérieure à 100 ou 200 kW, les moteurs synchrones sont plus avantageux que les moteurs asynchrones, pour des puissances plus faibles ils sont employés plus rarement et surtout dans des cas où l'on exige de maintenir une vitesse de rotation constante égale à la vitesse de synchronisme.

Les petits moteurs synchrones (d'une puissance inférieure à 2 kW) appelés *moteurs synchrones à réaction* sont conçus sans enroulement d'excitation sur le rotor et sont excités par un courant réactif absorbé au réseau. Les moteurs de puissance encore moindre sont équipés d'aimants permanents (v. § 63-6).

Une des variantes des moteurs synchrones est représentée par des *moteurs* dits *synchronisés* qui rappellent par leur constitution les moteurs asynchrones à rotor bobiné. Ils diffèrent de ces derniers par un entrefer plus grand et une section agrandie de l'enroulement secondaire triphasé.

Au démarrage, l'enroulement rotorique du moteur est fermé sur le rhéostat de démarrage. Puis, il est branché sur l'excitatrice (ou le dispositif de redressement) et se trouve donc excité par le courant continu si bien que le rotor est entraîné en synchronisme. Ainsi, ce moteur possède les qualités de démarrage d'un moteur asynchrone à rotor bobiné et les caractéristiques de fonctionnement d'un moteur synchrone.

Les qualités de démarrage des moteurs asynchrones synchronisés sont à peu près les mêmes que celles d'un moteur asynchrone à rotor bobiné de puissance correspondante. Le domaine d'emploi de ces moteurs est représenté par les installations à vitesse de rotation constante et conditions de démarrage pénibles, exigeant un facteur de puissance élevé (gros compresseurs, pompes, etc.).

§ 58-11. Compensateurs synchrones

On appelle compensateur synchrone (CS) une machine synchrone destinée à la génération de puissance réactive. Les mêmes fonctions sont remplies par des alternateurs synchrones installés aux centrales thermo-électriques et hydro-électriques. Pourtant les compensateurs synchrones sont branchés sur le réseau plus près des centres de con-

sommation de l'énergie électrique (fig. 58-17) si bien que l'énergie réactive produite ne doit pas être transmise à de grandes distances. Grâce à la réduction de pertes d'énergie dans les lignes de transport et dans les postes de transformation intermédiaire, la production de puissance réactive Q_{CS} par les compensateurs synchrones est moins coûteuse que par les alternateurs synchrones.

Les frais d'installation et d'utilisation des compensateurs synchrones aux centres de consommation se trouvent justifiés si leur puissance vaut 0,20 à 0,30 de la puissance apparente de la ligne de transport d'énergie. Dans un tel cas les alternateurs synchrone installés aux centrales produisent une puissance réactive égale à 0,s

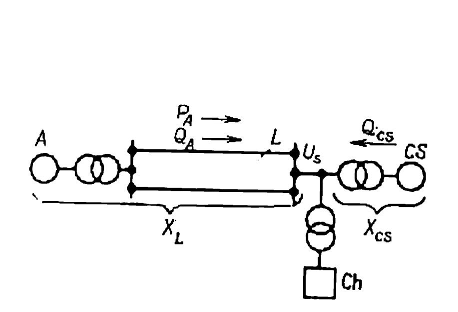


Fig. 58-17. Schéma de branchement des compensateurs synchrones sur un réseau électrique :

CS, compensateur synchrone; *A*, alternateurs installés dans la centrale; *L*, ligne de transport d'énergie; *Ch*, charge (récepteurs d'énergie électrique).

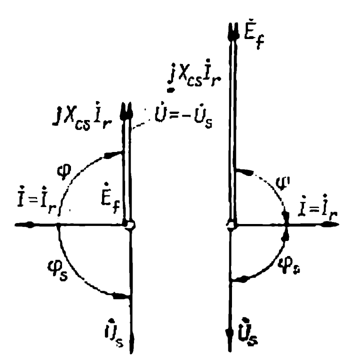


Fig. 58-18. Diagrammes des tensions d'un compensateur synchrone en sous-excitation ($E_f < U_s$) et en surexcitation ($E_f > U_s$).

de la puissance apparente de la ligne de transport et une puissance active égale à 0,8 de la puissance apparente de la ligne de transport. Pour de tels rapports entre les composantes de la puissance des alternateurs, leur puissance apparente dépasse de 1/0,8 = 1,25 fois la puissance active, et la production, de la puissance tant active que réactive n'entraîne pas d'augmentation considérable de leurs dimensions, masse et coût (la même remarque est valable pour les lignes de transport, les transformateurs et les autres équipements des sous-stations intermédiaires qui lient les alternateurs aux consommateurs).

La puissance réactive développée par un compensateur synchrone couplé en parallèle avec un réseau dépend de son courant d'excitation I_f. En surexcitation, un compensateur synchrone dont $I_f > I_{fv}$ ($E_f > U_s$) fonctionne avec un courant I_r déphasé en avant sur la tension du réseau U_s et fournit au réseau une puissance réactive $Q = UI_r > 0$; en sous-excitation, le compensateur dont $I_f < I_{fv}$ ($E_f < U_s$) fonctionne avec un courant I_r déphasé en arrière sur la tension du réseau (fig. 58-18) et absorbe donc au réseau une puissance réactive $Q = UI_r < 0$.

Pour régime nominal d'un compensateur synchrone on prend celui auquel il développe sa puissance nominale en surexcitation; dans ce cas le compensateur absorbe au réseau une petite puissance active qui correspond aux pertes qui s'y produisent (pertes magnétiques et électriques ainsi celles par frottement lors de la rotation du rotor). Le courant I dans l'enroulement de l'induit du compensateur comporte donc non seulement une composante réactive I_r mais aussi une composante active I_a qui est en phase avec la tension du réseau U_s mais la valeur de cette composante est si faible que le courant total dans l'induit ne diffère pratiquement pas de la composante réactive $I = \sqrt{I_a^2 + I_r^2} \approx I_r$ (vu sa petitesse la composante active du courant n'est pas représentée sur la figure 58-18).

De ce qui précède il s'ensuit qu'un compensateur synchrone branché sur un réseau fonctionne comme un moteur synchrone à vide, c'est-à-dire avec un couple extérieur nul $M_{\text{ext}} = 0$.

L'entretien et l'exploitation d'un compensateur synchrone sont d'autant moins coûteux que les pertes de puissance active sont plus faibles. Dans les gros compensateurs synchrones modernes, les pertes relatives de puissance active, c'est-à-dire les pertes ΣP rapportées à la puissance nominale $S_n = Q_n$ ne dépassent pas 0,013 à 0,016 en cas de refroidissement par l'hydrogène et 0,02 à 0,024 en cas de refroidissement par l'eau.

Les compensateurs sont conçus pour des puissances allant de 10 à 160 MVA et généralement à axe horizontal; leurs tensions nominales s'étendent de 6,6 à 15,75 kV. La vitesse de rotation d'un compensateur synchrone est choisie compte tenu des considérations d'ordre technique et économique. Les expériences et la pratique d'élaboration montrent que pour les gros compensateurs synchrones utilisés dans les réseaux électriques à $f = 50$ Hz, les vitesses de rotation optimales sont 750 et 1000 tr/mn. Bien que les dimensions et la masse d'un compensateur synchrone à deux pôles soient minimales pour une vitesse de 3000 tr/mn, leur coût augmente de 20 à 25 % parce que la fabrication de rotors lisses revient plus cher. En outre, à la vitesse de 3000 tr/mn, les pertes par frottement augmentent de façon notoire ce qui rend plus coûteuse l'utilisation de tels compensateurs.

Le couplage des compensateurs synchrones sur le réseau se fait généralement par le démarrage en asynchrone (v. § 59-4). L'absence de couple résistant sur son arbre rend le démarrage du compensateur synchrone plus facile que celui des moteurs synchrones en charge.

L'arbre du rotor dans le compensateur synchrone ne transmet aucun couple moteur et peut donc être calculé seulement pour la flexion sous l'action du poids du rotor et des forces de tension magnétique (v. § 34-3). Le diamètre de l'arbre peut être réduit par rapport à celui d'un alternateur ou d'un moteur de même puissance apparente. Il en résulte une diminution des dimensions des paliers et des dimensions hors tout du compensateur synchrone. Comme l'arbre de

rotor d'un compensateur synchrone ne sort pas saillie à l'extérieur, son corps est relativement facile à rendre étanche. C'est pour cette raison que le refroidissement par l'hydrogène des machines électriques a été utilisé pour la première fois dans les compensateurs synchrones: d'abord avec une faible surpression de l'hydrogène de $0{,}05 \cdot 10^5$ Pa et plus tard avec une surpression élevée jusqu'à $(1 \text{ à } 2) \times \times 10^5$ Pa. L'emploi du refroidissement par l'hydrogène a permis d'augmenter considérablement la charge linéaire: jusqu'à $(580 \text{ à } 620) \cdot 10^4$ A/m en cas de refroidissement indirect par l'air; jusqu'à $(800\text{-}100) \cdot 10^4$ A/m en cas de refroidissement indirect par l'hydrogène sous une surpression de $(1 \text{ à } 2) \cdot 10^5$ Pa.

Les phénomènes électromagnétiques qui se déroulent dans les compensateurs synchrones se décrivent par les mêmes équations et diagrammes que ceux valables pour les alternateurs (chap. 55). Cela se rapporte en particulier aux diagrammes du compensateur synchrone construits sur la figure 58-18 sans tenir compte de la saturation. Les diagrammes sont construits pour un compensateur branché, par l'intermédiaire d'un transformateur, sous la tension U_s d'après le schéma de la figure 58-17. Pour cette construction, la tension U_s est ramenée à l'enroulement du transformateur relié au compensateur synchrone.

La réactance inductive est égale à la somme des réactances du compensateur synchrone et du transformateur $X_{CS} = X_t + X_d$ où X_t est la réactance de court-circuit du transformateur, X_d la réactance totale de l'induit du compensateur synchrone suivant l'axe longitudinal.

La caractéristique la plus importante d'un compensateur synchrone est la caractéristique en U $I = f(I_f)$ à U_s = constante. Cette caractéristique ne diffère en rien de la caractéristique correspondante d'un alternateur synchrone pour une puissance active nulle $P = 0$. Dans le cas du compensateur il est utile de construire une famille de caractéristiques en U pour différentes valeurs de la tension du réseau (pour $U_s = U_n$ = constante, $U_s = 0{,}95 U_n$, $U_s = 1{,}05 U_n$, etc.). A l'aide d'une telle famille de caractéristiques on peut juger du comportement du compensateur en cas de variation de la tension à I_f = constant; lorsque la tension diminue, la puissance réactive qu'il fournit au réseau augmente, et lorsque la tension augmente, la puissance fournie au réseau diminue. Une telle réponse à la variation de la tension confère au compensateur synchrone les propriétés d'un stabilisateur de tension. En cas de réglage automatique de la tension, les propriétés stabilisatrices du compensateur synchrone s'améliorent.

En choisissant les paramètres d'un compensateur synchrone, on n'a pas à assurer une capacité de surcharge statique suffisante (v. § 58-7) comme dans les alternateurs ou les moteurs (la puissance active d'un compensateur synchrone est proche de zéro, $P \approx 0$, et il fonctionne sur la caractéristique angulaire pour un angle $\theta \approx 0$). C'est pourquoi la réactance inductive de l'induit suivant l'axe longi-

tudinal est choisie dans un compensateur synchrone en partant de la valeur requise de la puissance réactive en sous-excitation. Lorsque le courant d'excitation est nul ($I_f = 0$), le compensateur synchrone absorbe au réseau une puissance réactive

$$Q_* = \frac{Q}{S_n} = \frac{1}{X_{*d}},$$

d'où sa réactance inductive en unités relatives $X_{*d} = \frac{1}{Q}$. On se donne généralement $Q_* = 0,4$ à $0,6$ et $X_{*d} = 2,5$ à $1,65$.

CHAPITRE 59

MODES DE COUPLAGE EN PARALLÈLE DES MACHINES SYNCHRONES

§ 59-1. Couplage par le procédé de synchronisation exacte

Pour le couplage d'une machine synchrone en parallèle avec un réseau, le rotor de la machine doit être entraîné à la vitesse de synchronisme; le courant dans l'enroulement d'excitation doit être choisi de telle sorte que la f.é.m. d'excitation E_f corresponde à la tension U_s du réseau et le couplage lui-même doit être réalisé de manière que la machine fonctionne à vide avec l'angle $\theta = 0$ après cette opération. Le mode le plus simple de couplage en parallèle est celui de synchronisation exacte sommairement décrit au § 58-2.

Le procédé de couplage par synchronisation exacte est applicable à tous les alternateurs synchrones entraînés par une machine motrice de type quelconque, ainsi qu'aux moteurs synchrones et aux compensateurs synchrones dans le cas où ils sont munis d'un moteur auxiliaire permettant de les entraîner à la vitesse de synchronisme.

Le couplage par synchronisation exacte est à réaliser dans l'ordre suivant (v. fig. 58-2):

1. Mettre en marche la machine A, à l'aide de sa machine motrice ou d'un moteur auxiliaire, et porter la vitesse angulaire Ω de son rotor jusqu'à la valeur de la vitesse de synchronisme (ou très voisine d'elle):

$$\Omega \approx \frac{\omega_s}{p} = \Omega_s.$$

2. Relier, à l'aide de l'interrupteur automatique d'excitation (fig. 59-1), l'enroulement d'excitation de l'alternateur aux balais d'induit de l'excitatrice (fermer K_1 et ouvrir K_2). Régler le courant d'excitation I_f à une valeur telle que la f.é.m. d'excitation E_f (ou la tension $U = E_f$) entre les bornes de l'alternateur à coupler est égale à la tension du réseau $U = U_s$ (les contacts de l'interrupteur K sont ouverts).

3. En agissant sur les organes de réglage de la machine motrice (par exemple sur l'appareil de guidage AC de la fig. 58-6), augmenter ou diminuer légèrement sa vitesse de rotation ω par rapport à la vitesse de synchronisme ω_s. Dans ce cas, l'angle α entre E_f et U_s

(v. fig. 58-3) varie lentement

$$\alpha = \alpha_0 + (\omega - \omega_s)\, t,$$

ce qui fait varier la f.é.m. différentielle $\Delta E = 2U \mid \cos \alpha/2 \mid$ de période

$$T_\alpha = \frac{2\pi}{|\omega - \omega_s|}.$$

4. Obtenir une variation si lente de l'angle α pour arriver à fermer l'interrupteur K à l'instant où $\Delta E \approx 0$. Cela peut se faire si la période $T_\alpha = 20$ à 40 s et le glissement du rotor par rapport à la vitesse de synchronisme est très petit :

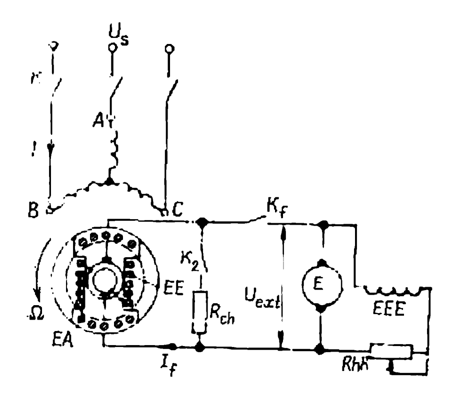


Fig. 59-1. Schéma de couplage en parallèle avec un réseau.

$$s = \frac{|\omega - \omega_s|}{\omega_s} = \frac{2\pi}{\omega_s T_\alpha} = \frac{T_s}{T_\alpha} = 0{,}001 \text{ à } 0{,}0005,$$

où $T_s = 2\pi/\omega_s = 1/f_s$ est la période de variation de la tension du réseau égale à 0,02 s pour $f_s = 50$ Hz.

5. En observant la variation de ΔE d'après le voltmètre représenté sur la figure 58-2 ou à l'aide d'un appareil spécial appelé synchronoscope, fermer les contacts de l'interrupteur K à l'instant où $\Delta E = 0$ et la condition de synchronisation exacte est remplie, c'est-à-dire, $\dot{E}_f = \dot{U} = -\dot{U}_s$.

Si le contacteur K est fermé à l'instant théoriquement idéal, aucun courant n'apparaît dans l'enroulement d'induit $I = 0$ et la machine marche à vide. En pratique, ΔE diffère un peu de zéro de sorte que dans l'enroulement d'induit prennent naissance de faibles courants d'échange. Il en résulte un fonctionnement avec un courant I légèrement différent de zéro, du fait des couplages à l'instant où le rotor tourne à une vitesse un peu différente de la vitesse de synchronisme (si $\omega > \omega_s$, la machine marche en alternateur avec un faible courant ($I \ll I_n$) ; si $\omega < \omega_s$, elle marche en moteur).

En plus des opérations énumérées ci-dessus, il faut aussi contrôler, avant le premier couplage de l'alternateur sur le réseau, ainsi qu'en cas de modifications apportées dans le montage, que l'*ordre de succession des phases est le même* pour l'alternateur et le réseau car c'est seulement dans ce cas que la condition $\Delta \dot{E} = 0$ sera réalisée

simultanément pour toutes les phases

$$\Delta \dot{E}_A = \dot{E}_{fA} + \dot{U}_{sA} = 0 ;$$
$$\Delta \dot{E}_B = \dot{E}_{fB} + \dot{U}_{sB} = 0 ;$$
$$\Delta \dot{E}_C = \dot{E}_{fC} + \dot{U}_{sC} = 0$$

et un couplage correct sera assuré.

Les appareils de synchronisation (synchronoscopes) permettant de réaliser une synchronisation exacte peuvent être de divers types. Leur description est donnée dans les aide-mémoire d'appareils de mesures électriques. Le plus simple est le synchronoscope à lampes qui représente une combinaison de trois lampes à incandescence (v. fig. 58-2) mises sous la tension ΔE entre les contacts à fermeture de l'interrupteur K (A et A_s, B et B_s, C et C_s). Ces lampes à incandescence doivent être prévues pour une double valeur de la tension simple du réseau ($2U_s$) ou branchées par l'intermédiaire d'un transformateur abaisseur. Lorsque ΔE varie avec une période T_α, la tension agissant sur les lampes varie dans les limites de 0 à $2U_s$ et toutes les trois lampes brillent en même temps ou sont éteintes en même temps.

Pour la synchronisation exacte il faut que l'interrupteur K soit fermé à l'instant d'extinction où l'éclat des lampes est minimal (couplage à l'extinction). Un contrôle supplémentaire de la tension ΔE est assuré à l'aide du voltmètre ΔE (v. fig. 58-2). Le synchronoscope à lampes permet aussi de contrôler l'ordre correct de succession des phases. Si l'ordre de succession des phases n'est pas le même pour l'alternateur et le réseau, les lampes ne s'éteignent pas simultanément. Quand l'une d'elles est éteinte, les deux autres brillent à demi-éclat.

§ 59-2. Couplage par le procédé d'autosynchronisation. Conditions d'accrochage

Le couplage par la méthode de synchronisation exacte prend un temps relativement grand (5 à 10 mn) parce que l'enclenchement doit se faire pour une position angulaire bien déterminée du rotor. Pour accélérer le couplage, on utilise la méthode d'autosynchronisation qui n'exige pas de procéder à un réglage précis de la vitesse de rotation et de la position angulaire du rotor. Cette méthode est applicable tant aux alternateurs synchrones qu'aux moteurs synchrones équipés d'un moteur d'accélération auxiliaire.

Les manœuvres de couplage d'après la méthode d'autosynchronisation sont les suivantes (v. fig. 59-1) :

1. Mettre en marche la machine à coupler au moyen de la machine motrice ou du moteur auxiliaire et entraîner son rotor à une vitesse angulaire Ω voisine de la vitesse de synchronisme ; dans les grosses machines le glissement du rotor ne doit pas être supé-

rieur à

$$s_0 = \frac{|\Omega_s - \Omega|}{\Omega_s} \leqslant 0{,}01 \text{ à } 0{,}04.$$

Au cours de cette mise en vitesse l'enroulement d'excitation de la machine est débranché de l'excitatrice (l'interrupteur automatique d'excitation est ouvert, les contacts K_1 sont ouverts, les contacts K_2 sont fermés), l'enroulement d'induit est débranché du réseau (les contacts de l'interrupteur K sont ouverts).

2. Lorsque la vitesse angulaire Ω devient voisine de la vitesse de synchronisme, on établit aux balais de l'induit de l'excitatrice E une tension U_{exc} suffisante pour obtenir dans l'enroulement d'excitation EE de l'alternateur (après la fermeture de l'interrupteur automatique d'excitation) un courant d'excitation $I_{fV} = U_{exc}/R_f$ correspondant à la f.é.m. d'excitation $E_f = U_s$ (la tension U_{exc} est déterminée expérimentalement, à l'avance, dans la marche à vide de la machine).

3. Fermer l'interrupteur automatique d'excitation (les contacts K_1 se ferment, les contacts K_2 s'ouvrent) et donc relier l'enroulement d'excitation EE de la machine à l'excitatrice E excitée d'avance. Tout de suite après, fermer l'interrupteur K en branchant ainsi l'enroulement de l'induit sur le réseau de tension U_s.

4. Le phénomène transitoire qui commence après cette dernière manœuvre conduit à la croissance et à l'établissement du courant i_f dans l'enroulement inducteur et du courant i dans l'enroulement de l'induit. L'interaction de ces courants fait naître un couple électromagnétique périodiquement variable sous l'action duquel et dans des conditions déterminées le rotor de la machine s'accroche (est ramené au synchronisme). Sa vitesse de rotation devient égale à celle du synchronisme; l'angle θ entre $\dot{U} = -\dot{U}_s$ et la f.é.m. $\dot{E}_f$ s'annule (on suppose que le couple M_{exc} de la machine motrice est compensé par le couple de frottement et les pertes à vide).

Le phénomène transitoire complexe qui se termine par la mise en synchronisme peut être considéré comme la superposition de deux phénomènes transitoires: du phénomène qui se manifeste après le branchement de l'enroulement de l'induit sur le réseau et du phénomène qui se déroule après le branchement de l'enroulement d'excitation sur l'excitatrice.

Le courant le plus intense dans l'enroulement de l'induit s'observe approximativement au bout d'une demi-période après le couplage sur le réseau, c'est-à-dire au bout du temps $t = T_s/2 = \pi/\omega_s$. Il est plusieurs fois supérieur au courant nominal et vaut (dans le cas le plus défavorable) en unités relatives

$$i_{*max} = \frac{i_{max}}{\sqrt{2} I_n} = 2 \frac{U_{*s}}{(X''_{*d} + X_*)} = 8 \text{ à } 3,$$

où X''_{*d} est la réactance subtransitoire de l'enroulement de l'induit un unités relatives; $X''_{*d} = 0{,}15$ à $0{,}30$ (plus en détail v. § 73-3);

X_* la réactance inductive du transformateur abaisseur et d'autres organes montés entre la machine synchrone et les barres, dont la tension U_s peut être considérée comme constante ($X_* = 0,1$ à $0,3$ suivant le montage du réseau).

Le courant traversant l'enroulement d'excitation est la somme du courant produit par la tension de l'excitatrice (v. § 72-5) et d'une série de composantes induites dans l'enroulement d'excitation par suite de variation de son flux couplé avec l'enroulement d'induit. Au bout d'un certain temps (1 à 3 s environ) les composantes transitoires des courants liées au branchement de l'enroulement d'induit sur le réseau s'évanouissent presque complètement de sorte qu'il devient possible d'exprimer le couple électromagnétique synchrone par la valeur efficace du courant $I_s = U_s/X_1$ dans l'enroulement d'induit qui s'établit sous l'action de la tension U_s et par le flux couplé avec l'enroulement d'induit $\Psi_{fm} = \sqrt{2}E_f/\omega$ dû au champ établi engendré par le courant $I_f = U_{exc}/R_f$. En négligeant la saturation et supposant le glissement s_0 suffisamment petit ($s_0 \ll 1$), on peut déterminer le couple électromagnétique synchrone appliqué au rotor lisse d'après l'expression (58-13) obtenue pour le régime synchrone. Il est vrai que pour une vitesse de rotation du rotor différente de la vitesse de synchronisme $\omega \neq \omega_s$ il faut tenir compte que $X_1 = \omega_s L_1$ (puisque le courant $I_s = U_s/X_1$ dépend de la fréquence du réseau) et $E_f = \omega\Psi_f/2$ (car la vitesse angulaire $\omega = p\Omega$ de la f.é.m. d'excitation est proportionnelle à la vitesse angulaire Ω du rotor). Après cela, on peut représenter le couple électromagnétique synchrone sous la forme suivante

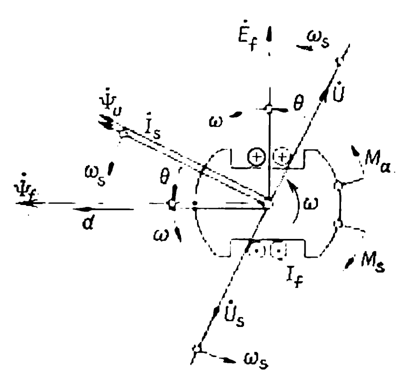


Fig. 59-2. Couples électromagnétiques en cas de rotation du rotor à une vitesse différente de celle du synchronisme $\omega_s > \omega$:
M_s, couple électromagnétique synchrone; M_a, couple électromagnétique asynchrone.

$$M_s = \frac{mU_sE_f}{X_1\Omega} \sin\theta = \frac{pm}{\sqrt{2}} I_s \Psi_{fm} \sin\theta. \quad (59\text{-}1)$$

L'angle θ intervenant dans l'expression (59-1) peut être considéré comme l'angle entre le courant $\dot{I}_s = \dot{U}_s/jX_1$ et le flux $\dot{\Psi}_f$ couplé avec l'enroulement d'induit. Comme le montre le diagramme du modèle de la figure 59-2, l'angle entre ces deux grandeurs complexes ne diffère pas de l'angle entre $\dot{U} = -\dot{U}_s$ et $\dot{E}_f$.

Dans le cas où le rotor tourne à une vitesse différente de celle de synchronisme, lorsque par exemple $\omega = \omega_s/(1 - s) < \omega_s$, l'angle θ varie de façon continue. Si l'origine des temps est choisie

comme l'indique la figure 59-3, cet angle se détermine par la formule

$$\theta = \int_0^t (\omega - \omega_s)\, dt$$

et prend une valeur négative.

La variation de l'angle entraîne une variation périodique du couple électromagnétique M_s comme il est indiqué sur la figure 59-3.

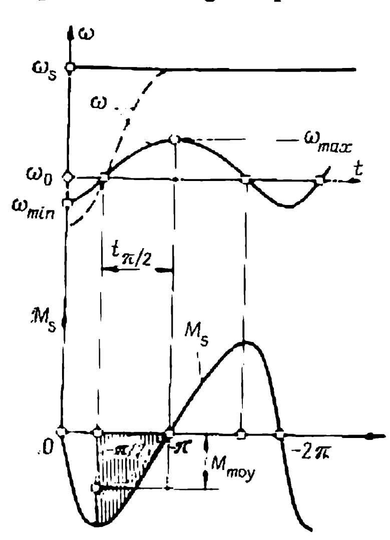


Fig. 59-3. Accrochage du rotor.

La vitesse du rotor augmente lorsqu'il est soumis à l'action du couple électromagnétique agissant dans le sens de rotation et diminue lorsqu'il est soumis au couple électromagnétique positif. Comme il est indiqué sur la figure, la vitesse angulaire ω du rotor oscille autour de sa valeur initiale $\omega_0 = \omega_s (1 - s_0)$ en prenant sa valeur maximale $\omega_{max} = \omega_s (1 - s_{max})$ et sa valeur minimale ω_{min}. Du fait que la variation de l'angle θ est plus lente pour $\omega > \omega_0$ que pour $\omega < \omega_0$, l'échelle des angles θ sur des graphiques est non uniforme (pour une échelle des temps uniforme).

Analysons de plus près les phénomènes qui se déroulent pendant l'intervalle de temps au cours duquel l'angle θ varie de $-\pi/2$ à $-\pi$ et au bout duquel la vitesse $\omega = \omega_{max}$ du rotor est la plus voisine du synchronisme. Cette variation de $\pi/2$ que subit l'angle θ se produit pendant le temps $t_{\pi/2}$ qui se détermine par l'expression approchée suivante :

$$t_{\pi/2} = \frac{\pi}{2(\omega_s - \omega_{moy})} = \frac{\pi}{2 s_{moy} \omega_s}, \tag{59-2}$$

où

$$\omega_{moy} = \omega_0 + \frac{2}{\pi}(\omega_{max} - \omega_0) = \omega_s (1 - s_{moy})$$

est la vitesse angulaire moyenne dans l'intervalle considéré et

$$s_{moy} = s_0 + \frac{2}{\pi}(s_{max} - s_0)$$

est le glissement correspondant à la vitesse moyenne ω_{moy}.

L'accélération angulaire moyenne $\left|\frac{d\omega}{dt}\right|_{moy}$ du rotor dans l'intervalle considéré se détermine par le couple électromagnétique

moyen dans cet intervalle donné par (59-1)

$$M_{\text{moy}} = \frac{2}{\pi} M_{max} = \frac{2pm}{\pi\sqrt{2}} I_s \Psi_{fm}.$$

L'accélération angulaire moyenne dans l'intervalle (obtenue à partir de l'équation du mouvement du rotor) a pour expression

$$\left|\frac{d\omega}{dt}\right|_{\text{moy}} = p \left|\frac{d\Omega}{dt}\right|_{\text{moy}} = \frac{p}{J} M_{\text{moy}}, \qquad (59\text{-}3)$$

où J est le couple d'inertie du rotor et des parties tournantes solidaires du rotor.

Sous l'action de cette accélération angulaire, la vitesse angulaire électrique du rotor s'accroît pendant le temps $t_{\pi/2}$ de $\omega_{max} - \omega_0$ et on peut donc écrire l'équation suivante:

$$t_{\pi/2} \left|\frac{d\omega}{dt}\right|_{\text{moy}} = |\omega_{max} - \omega_0| = |s_0 - s_{max}|\, \omega_s, \qquad (59\text{-}4)$$

qui permet, compte tenu de (59-2) et (59-3), de trouver s_{max} et $\omega_{max} = \omega_s (1 - s_{max})$ pour des valeurs données, à l'instant de couplage, de s_0 et $\omega_0 = \omega_s (1 - s_0)$. Il est évident que l'accrochage de la machine aura lieu si, au cours des oscillations, la vitesse du rotor deviendra égale à la vitesse de synchronisme $\omega_{max} = \omega_s$ et $s_{max} = 0$ (courbe de ω en traits interrompus de la figure 59-3).

En remplaçant $t_{\pi/2}$ et $\left|\frac{d\omega}{dt}\right|_{\text{moy}}$ figurant dans l'équation (59-4) par leurs valeurs données respectivement par (59-2) et (59-3) et en résolvant cette équation par rapport à s_0, on trouve que le rotor sera accroché (avec la vitesse $\omega_s = \omega_{max}$ et le glissement $s_{max} = 0$), si le glissement initial à l'instant de couplage vérifie l'inégalité suivante

$$s_0 \leqslant \frac{p}{0{,}6\omega_s} \sqrt{\frac{S_n I_{*s} \Psi_{*fm}}{\omega_n J}} = \frac{p}{0{,}6\omega_s} \sqrt{\frac{M_{max}}{pJ}}, \qquad (59\text{-}5)$$

où

$$I_{*s} = \frac{I_s}{I_n} = \frac{U_s}{X_1 I_n}$$

est, en unités relatives, la composante du courant dans l'induit due à la tension U_s;

$$\Psi_{*fm} = \frac{\Psi_{fm}}{\Psi_{nm}} = \frac{\Psi_{fm}\omega_n}{\sqrt{2}\, U_n}$$

est le flux inducteur embrassé, en unités relatives; $\omega_n = 2\pi f_n$ la pulsation nominale de la machine.

Exemple. — Soit à coupler en parallèle, par la méthode d'autosynchronisation, un alternateur hydraulique caractérisé par les données suivantes: $S_n = 25 \cdot 10^6$ VA; $\omega_s = \omega_n = 2\pi f_n = 314$ rad/s; $f_n = 50$ Hz; $p = 24$;

$U_{*s} = 1$; $X_1 = 1$; $I_{*s} = 1,0$; $\Psi_{*f} = 1,0$; $J = 9 \cdot 10^5$ kg·m². Le rotor s'accrochera si la valeur absolue du glissement à l'instant de couplage ne dépasse pas

$$|s_0| = \frac{24}{0,6 \cdot 314} \sqrt{\frac{25 \cdot 10^6}{314 \cdot 9 \cdot 10^5}} = 0,0373.$$

L'équation (59-5) qui détermine les conditions d'accrochage lors du couplage non synchrone est obtenue ici sans tenir compte du couple électromagnétique asynchrone M_a qui prend naissance lorsque le rotor de la machine tourne à une vitesse différente de celle de synchronisme avec un glissement $s = (\omega_s - \omega)/\omega_s$.

Quand $\omega > \omega_s$ et $s < 0$, le couple asynchrone ralentit le rotor alors que si $\omega < \omega_s$ et $s > 0$ (comme l'indique la figure 59-2), il accélère le rotor ce qui signifie que dans tous les cas *le couple asynchrone contribue au rapprochement des vitesses du rotor et du champ et donc à l'accrochage du rotor.* Si l'on tient compte de l'influence due au couple asynchrone, on peut constater que la machine couplée par la méthode d'autosynchronisation commence à tourner à la vitesse de synchronisme avec glissement s_0 un peu plus grand que celui donnée par (59-5). L'influence du couple asynchrone sera analysée d'une façon plus détaillée plus loin (v. § 59-4).

L'inconvénient principal du procédé de couplage par autosynchronisation se manifeste par la production de courants transitoires importants et de forces électromagnétiques qui en résultent et qui peuvent conduire à un affaiblissement de la fixation de l'enroulement d'induit et, à la longue, à sa détérioration. Ce procédé ne peut être appliqué de façon continue que pour des schémas de couplage dans lesquels les courants transitoires ne sont pas dangereux pour la machine. Dans d'autres cas il est utilisé lorsqu'il faut coupler la machine en un temps très court.

§ 59-3. Couplage par démarrage à fréquence progressive

Comme il a été établi plus haut, pour l'accrochage du rotor d'une machine synchrone il faut qu'à l'instant de couplage sur le réseau la différence $s_0\Omega_s$ entre la vitesse angulaire $\Omega = \Omega_s (1 - s_0)$ du rotor et la vitesse $\Omega_s = \omega_s/p$ du champ tournant soit suffisamment petite. Comme il découle de (59-5), il faut que la vitesse angulaire différentielle ou la vitesse de glissement vérifie l'inégalité

$$\Omega_s - \Omega = s_0\Omega_s = s_0 \cdot \frac{\omega_s}{p} \leqslant \frac{1}{0,6} \sqrt{\frac{S_n I_{*s} \Psi_{*f}}{\omega_n J}}. \qquad (59\text{-}6)$$

En cas de couplage par autosynchronisation, la valeur suffisamment petite de la différence de vitesse est obtenue par l'entraînement préalable du rotor à l'aide d'un moteur de démarrage jusqu'à une vitesse voisine de la vitesse du synchronisme. La vitesse du champ et la fréquence du réseau ne varient pas au cours de la synchronisation, elles sont maintenues au niveau nominal. Lors du démarrage à fréquence progressive, le même effet est obtenu par d'autres

moyens. Dans ce procédé, le rotor de la machine synchrone est immobile $\left(\Omega = 0, s_0 = \frac{\Omega_{s0} - \Omega}{\Omega_{s0}} = 0\right)$ au début du processus de synchronisation. Le moteur auxiliaire de démarrage n'est pas exigé. La différence de vitesse suffisamment petite, nécessaire pour l'accrochage du rotor, est obtenue par une réduction correspondante de la fréquence du réseau $f_{s0} \ll f_n$, ce qui permet de satisfaire à l'inégalité (59-6) avec le rotor à l'arrêt

$$\Omega_{s0} = \frac{2\pi f_{s0}}{p} \leqslant \frac{1}{0,6} \sqrt{\frac{S_n I_{*s} \Psi_{*f}}{\omega_n J}}.$$

A cet effet, il faut que la fréquence relative du réseau soit égale à

$$f_{*s0} = \frac{f_{s0}}{f_n} \leqslant \frac{p}{0,6\omega_n} \sqrt{\frac{S_n I_{*s} \Psi_{*f}}{\omega_n J}}.$$

E x e m p l e. — Pour l'alternateur de l'exemple précédent, trouver la fréquence assurant l'accrochage lors du démarrage à fréquence progressive:

$$f_{*s0} \leqslant \frac{24}{0,6 \cdot 314} \sqrt{\frac{25 \cdot 10^6}{314 \cdot 9 \cdot 10^5}} = 0,0373,$$

d'où $f_{s0} = f_{*s0} f_n = 0,0373 \cdot 50 = 1,86$ Hz.

Après l'accrochage du rotor la fréquence du réseau est ramenée progressivement à sa valeur nominale f_n ; la vitesse du rotor est aussi ramenée, grâce au couple synchrone, à la valeur nominale (tout en conservant la marche synchrone à toutes les vitesses intermédiaires). Le procédé de démarrage à fréquence progressive peut être utilisé pour des moteurs synchrones de grande puissance. On l'applique également pour l'entraînement des rotors des alternateurs au cours des essais.

Le démarrage à fréquence progressive est réalisé à l'aide d'une source de fréquence f_s réglable dans de larges limites (de presque 0 à f_n). Pour pouvoir maitenir la composante du courant d'induit

$$I_s = \frac{U_s}{X_1} = \frac{U_s}{\omega_s L_1},$$

due à la tension U_s, au même niveau qu'à la fréquence nominale lorsqu'elle est égale à

$$I_{s.n} = \frac{U_n}{\omega_n L_1},$$

il est nécessaire que la tension varie proportionnellement à la fréquence

$$U_s = \frac{\omega_s}{\omega_n} U_n.$$

Un alternateur synchrone peut assurer une telle variation de la fréquence et de la tension s'il est entraîné progressivement, par sa machine motrice, de l'état à l'arrêt jusqu'à la vitesse angulaire

nominale tout en conservant constant son courant d'excitation. A cet effet, on peut utiliser également un convertisseur de fréquence à thyristor de puissance suffisante. Le schéma du démarrage à fréquence progressive au moyen d'un alternateur synchrone de démarrage est représenté par la figure 59-4. Le démarrage se fait en deux étapes:

1. L'alternateur de démarrage A_s et la machine synchrone A à mettre en service sont excités depuis une source indépendante par des courants I_{fs} et I_f maintenus constants pendant toute la durée du démarrage. On ferme les contacts K de l'interrupteur qui relie entre eux les enroulements d'induit des machines. On met en marche l'alternateur de démarrage A_s au moyen du moteur d'entraînement. A une vitesse angulaire $\Omega_{s0} = 2\pi f_{s0}/p$ du champ dans l'alternateur A, suffisante pour la production du courant nécessaire I_s dans l'enroulement induit (compte tenu des résistances ohmiques des induits) et l'accrochage du rotor de l'alternateur A, le rotor de l'alternateur A démarre et commence à tourner à la vitesse de synchronisme (si les nombres de paires de pôles sont différents, le rotor de l'alternateur A démarre lorsque la vitesse du rotor de l'alternateur A_s est égale à $\Omega_{s0}p/p_s$).

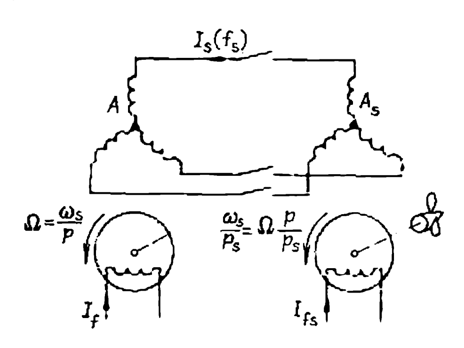


Fig. 59-4. Schéma du démarrage à fréquence progressive :
A, machine synchrone ; A_s, alternateur de démarrage.

2. Lorsque la vitesse angulaire du rotor de l'alternateur A_s atteint sa valeur nominale $\Omega_{s.n} = \omega_n/p_s$ et la fréquence f_s augmente jusqu'à $f_n = \Omega_{s.n}p_s/2\pi$, le rotor de l'alternateur A qui continue à tourner à la vitesse de synchronisme grâce au couplage électrique entre les rotors, prend sa vitesse nominale $\Omega_n = \omega_n/p$.

§ 59-4. Couplage par le procédé de démarrage en asynchrone

Ce procédé n'exige pas d'employer un moteur de démarrage auxiliaire à l'aide duquel le rotor du moteur synchrone est entraîné à une vitesse voisine du synchronisme.

Lors du démarrage en asynchrone, le moteur synchrone prend une vitesse voisine de la vitesse du synchronisme sous l'action de son propre couple asynchrone M_a qui se trouve développé lorsque l'enroulement d'induit du moteur est mis sous la tension du réseau (v. fig. 59-1). Après le branchement sur un réseau de tension U_s et de fréquence f_s les courants traversant l'enroulement d'induit engendrent un champ magnétique tournant à la vitesse Ω_s. Lorsque le champ magnétique tournant se déplace par rapport au rotor à une vitesse $\Omega_s - \Omega = s\Omega_s$, l'enroulement d'excitation fermé sur une

résistance chutrice R_{ch} et l'enroulement amortisseur qui est un enroulement à pas inégal en court-circuit deviennent le siège des courants induits à la fréquence sf_s (ici Ω est la vitesse angulaire du rotor et s le glissement).

L'interaction entre les courants induits dans les contours en court-circuit du rotor et le champ tournant a pour effet de produire un couple électromagnétique asynchrone M_a, de même nature que dans les machines asynchrones, qui s'applique au rotor. La plus grande partie du couple asynchrone est due aux courants induits dans l'enroulement amortisseur. C'est pourquoi les paramètres de l'enroulement amortisseur (résistance et inductance en fonction du nombre, des dimensions et du matériau des barres) sont choisis, lors de l'établissement du projet, en partant des conditions de démarrage, de manière à assurer une valeur suffisante du couple asynchrone dans tous les stades du démarrage. On s'explique ainsi le nom d'enroulement de démarrage donné parfois à l'enroulement amortisseur utilisé dans les moteurs synchrones destinés pour le démarrage en asynchrone.

Les dimensions de l'enroulement amortisseur d'un moteur synchrone dépendent du couple extérieur M_{ext} qui doit être surmonté lors du démarrage. Dans tous les cas, les dimensions de l'enroulement amortisseur doivent être telles que sa température à la fin du démarrage ne doit pas être supérieure à 250 °C. Pour obtenir un couple asynchrone suffisamment élevé, les moteurs synchrones sont munis d'un enroulement amortisseur longitudinal-transversal dont toutes les barres sont reliées à des couronnes court-circuitées sur les faces en bout des pièces polaires (v. fig. 51-9). Les couronnes sont constituées par des segments conducteurs réunissant les barres du même pôle et par des connexions flexibles qui relient des segments des pôles voisins.

La variation du couple asynchrone en fonction du glissement est à peu près la même que dans une machine asynchrone à simple cage au rotor (§ 43-3).

La théorie de la machine asynchrone peut être étendue à la machine synchrone en marche asynchrone, à condition de remplacer les deux enroulements en court-circuit (EE et EA) que comporte son rotor par un seul enroulement en court-circuit ayant des paramètres R_2' et X_2' équivalents (plus en détail, v. § 73-3). Alors, le couple asynchrone de la machine synchrone peut être calculé de façon approchée, sans parler de l'effet uniaxial, comme il est indiqué au § 43-3:

$$M_a = \frac{m_1 R_2' U_1^2}{s\Omega_1 \left[\left(R_1 + \frac{R_2'}{s} \right)^2 + X_{cc}^2 \right]} . \qquad (59\text{-}7)$$

Dans le cas de la marche asynchrone d'une machine synchrone les symboles utilisés dans cette expression ont le sens suivant: $m_1 = m$ est le nombre de phases de l'enroulement d'induit; U_1 =

$= U_s$, la tension du réseau; $\Omega_1 = \Omega_s$, la vitesse angulaire du champ magnétique; R_1, la résistance effective d'une phase de l'induit; R_2', la résistance effective équivalente des circuits rotoriques (de l'enroulement amortisseur et de l'enroulement d'excitation) ramenée à l'enroulement d'induit; $X_{cc} = X_1 + X_2'$, la réactance de l'enroulement d'induit pour $s = 1$, où $X_1 = X_\sigma$ est la réactance de fuites de l'enroulement d'induit; X_2', la réactance de fuites équivalente des circuits rotoriques (*EE* et *EA*) ramenée à l'enroulement d'induit.

L'allure typique de la courbe de $M_a = f(s)$ traduisant la variation du couple asynchrone d'un moteur synchrone en fonction du glissement est montrée sur la figure 59-5. A l'instant de décollage, lorsque le glissement $s = 1$, le rotor est soumis au *couple initial de démarrage* M_d; pour le glissement s_{max}, le *couple* asynchrone prend sa *valeur maximale* $M_{a\,max}$.

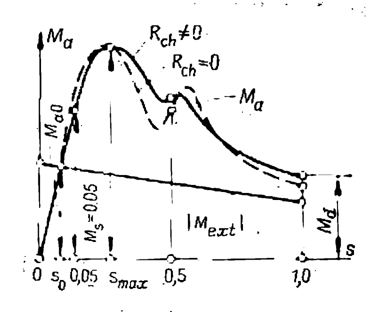


Fig. 59-5. Couples moteurs lors du démarrage en asynchrone.

Dans les caractéristiques techniques du moteur on indique en outre la valeur du couple d'entrée $M_{s=0,05}$ qu'on convient de définir pour un glissement $s = 0{,}05$. Le couple asynchrone est proportionnel au carré de la tension du réseau $M_a = U_s^2$. Il est donc nécessaire de spécifier la tension à laquelle sont déterminées ses valeurs caractéristiques: M_d, $M_{a\,max}$, $M_{0,05}$. En général, les couples asynchrones caractéristiques sont exprimés en fractions du couple nominal du moteur en marche synchrone:

$$M_d/M_n; \quad M_{a\,max}/M_n; \quad M_{0,05}/M_n,$$

où

$$M_n = \frac{S_n \eta_n \cos\varphi_n}{\Omega_n}.$$

Le couple asynchrone est produit non seulement par l'enroulement amortisseur mais aussi par l'enroulement d'excitation qui sert d'enroulement monophasé. Les courants induits dans ce dernier engendrent un champ pulsatoire dirigé suivant l'axe longitudinal et non pas un champ tournant que produisent les courants circulant dans l'enroulement amortisseur polyphasé. Il en résulte dans la courbe du couple asynchrone un « trou » qui se situe dans la région du glissement $s = 0{,}5$ et peut rendre plus difficile le démarrage du moteur. La caractéristique du couple asynchrone peut être améliorée si l'on introduit dans le circuit de l'enroulement d'excitation une résistance additionnelle sous la forme d'une résistance chutrice R_{ch} (la caractéristique pour $R_{ch} \approx 5R_f \neq 0$ de la figure 59-5 est sensiblement meilleure que celle pour $R_{ch} = 0$; v. § 46-2).

Il importe de remarquer qu'*au cours du démarrage l'enroulement d'excitation doit être obligatoirement fermé soit sur l'excitatrice, soit sur une résistance chutrice*, sinon des tensions importantes qui pren-

nent naissance entre les bornes de l'enroulement ouvert peuvent endommager son isolation et mettre la machine hors de service. Au début du démarrage, lorsque $s \approx 1$ et la vitesse de rotation du champ par rapport au rotor est élevée ($s\Omega_s = \Omega_s$), la tension induite dans l'enroulement d'excitation ouvert a pour valeur

$$U_\sim = \frac{w_f}{qu_e} U_{ph},$$

où U_{ph} est la tension simple aux bornes de l'enroulement d'induit; w_f, le nombre de spires par pôle de l'enroulement d'excitation; q et u_e, le nombre d'encoches de l'induit par pôle et par phase et le nombre de conducteurs par encoche.

La tension induite dans l'enroulement d'excitation peut être 3 à 5 fois supérieure à U_{ph} et valoir 20 à 50 kV, ce qui est 100 fois la tension nominale pour laquelle est prévue l'isolation de l'enroulement. Lorsque l'enroulement d'excitation est mis en court-circuit, la tension induite devient nulle et si cet enroulement est fermé sur une résistance $R_{ch} \approx 5R_f$ elle disparaît aussi presque totalement et en tout cas ne dépasse pas la tension nominale de cet enroulement.

Le démarrage en asynchrone d'un moteur synchrone se produit de la même façon que le démarrage d'un moteur asynchrone que nous avons étudié dans la quatrième partie. Au cours du démarrage, le couple résistant M_{ext} agissant sur l'arbre du moteur (v. fig. 59-5) doit être inférieur au couple asynchrone M_a qui s'applique au rotor de la machine. Si cette condition est réalisée, le moteur se mettra en vitesse, comme le montre l'équation du mouvement, avec une accélération

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{M_a - M_{ext}}{J}.$$

où J est le moment d'inertie des parties tournantes, et la vitesse angulaire pourra être portée à la valeur de $\Omega_0 = \Omega_s (1 - s_0)$ correspondant à l'égalité $M_a = | M_{ext} |$. Si le couple d'entrée du moteur est suffisamment grand et le glissement s_0 satisfait pour $M_a = | M_{ext} |$ à l'inégalité (59-5), le moteur s'accrochera après la fermeture de l'interrupteur automatique de l'excitation et l'apparition du courant dans l'enroulement d'excitation (pour le démarrage en charge lorsque $M_{ext} \neq 0$, le glissement s_0 doit avoir une valeur légèrement inférieure à celle donnée par (59-5)). Si le couple résistant est grand, le démarrage est à effectuer sous la tension nominale $U_s = U_n$. Dans ces conditions, le *courant initial de démarrage* (c'est-à-dire le courant qui s'établit dans l'induit pour $s = 1$) est assez important $I_d/I_n \approx 3$ à 5, où $I_n = S_n/3U_s$ est le courant nominal au régime synchrone.

Respectivement, les courants dans l'enroulement d'excitation sont eux aussi élevés. Dans les cas où les conditions de démarrage sont pénibles, la température de l'enroulement d'excitation peut dépasser la limite admissible (250 °C). La diminution de cette tem-

pérature est obtenue par le démarrage sous une tension réduite $U_s < U_n$. On abaisse la tension U_s au moyen d'une réactance ou d'un autotransformateur. Pourtant, ceci conduit à une réduction notable du couple asynchrone dont la valeur est proportionnelle au carré de la tension U_s^2 et par là même la durée du démarrage augmente.

Le démarrage en asynchrone d'un moteur synchrone sous la tension nominale se fait d'après le schéma de la figure 59-1. Il peut se décomposer en plusieurs étapes:

1. Avant de brancher l'enroulement d'induit sur le réseau, on débranche de l'excitatrice l'enroulement d'excitation EE (K_1 est ouvert) et on le ferme sur une résistance chutrice R_{ch} (K_2 est fermé). On le fait en ouvrant l'interrupteur automatique d'excitation qui réunit les contacts K_1 et K_2.

2. On branche à l'aide de K l'enroulement d'induit sur le réseau de tension U_s (les contacts K se ferment).Sous l'action du couple asynchrone le rotor se met en vitesse jusqu'au glissement s_0. En fonction de la puissance et de la vitesse angulaire du moteur, ce processus dure quelques secondes ou même, dans les grosses machines, quelques minutes. A une vitesse angulaire $\Omega_0 = \Omega_s (1 - s_0)$ il se produit une auto-excitation de l'excitatrice qui fournit à ses bornes une tension U_{exc} (avant le démarrage le rhéostat de réglage RhR est mis dans une position telle que la tension U_{exc} soit suffisante pour obtenir le courant d'excitation exigé $I_f = U_{exc}/R_f$).

3. Lorsque la vitesse angulaire devient égale à Ω_0, on ferme l'interrupteur automatique d'excitation, ce qui met l'enroulement d'excitation sous la tension U_{exc} de l'excitatrice E. Cette manœuvre provoque d'abord la fermeture des contacts K_1 et ensuite l'ouverture des contacts K_2 pour que l'enroulement d'excitation EE ne soit pas momentanément ouvert et donc détérioré. De même que lors du démarrage par autosynchronisation, le rotor du moteur s'accroche (si s_0 est suffisamment petit) au cours de la croissance du courant d'excitation. Cet accrochage est favorisé par le couple asynchrone.

4. Si le démarrage se fait en charge, on choisit à l'avance une valeur de U_{exc} propre à établir le régime synchrone avec cos φ exigé. Dans le cas d'un démarrage à vide, c'est-à-dire à $M_{ext} \approx 0$, le moteur est chargé après l'accrochage par le couple M_{ext} voulu et le courant d'excitation est réglé à une valeur telle que la puissance réactive nécessaire soit produite.

§ 59-5. Marche asynchrone d'une machine synchrone. Resynchronisation

L'enroulement amortisseur au rotor est prévu presque dans toutes les machines synchrones (surtout dans les grosses). Les formes constructives possibles de cet enroulement ont été décrites au § 51-3.

Dans les machines à pôles saillants massifs en acier, l'effet amortisseur est produit par les courants de Foucault induits dans les épanouissements polaires.

Comme nous l'avons vu, les moteurs synchrones (et les compensateurs synchrones) comportent un enroulement amortisseur, d'une forme constructive ou d'une autre, destiné à assurer leur démarrage en moteur asynchrone. En état de régime, lorsque le démarrage est terminé et le rotor de la machine tourne à la vitesse de synchronisme, les courants ne traversent pas cet enroulement.

Pourtant, quels que soient les phénomènes transitoires liés à une variation de la tension, du courant d'excitation ou du couple extérieur, ils impliquent une variation du flux magnétique couplé avec l'enroulement amortisseur si bien que celui-ci devient le siège des courants induits qui favorisent le déroulement de ces phénomènes transitoires. C'est pour cette raison que l'enroulement amortisseur est utilisé non seulement dans les moteurs mais aussi dans tous les alternateurs de grande puissance. Il confère aux machines synchrones toute une série de propriétés utiles parmi lesquelles la plus importante est la propriété de fonctionner non seulement au régime synchrone mais également au régime asynchrone en cas de leur décrochage. Le fait important est que le couple asynchrone est développé aussi en cas des écarts de courte durée de la vitesse angulaire du rotor par rapport à la vitesse de synchronisme, par exemple en cas de passage à un nouveau régime entraînant une variation de l'angle θ_0. Il est à noter que dans ces conditions le couple synchrone produit rend plus progressif le passage au nouveau régime (v. § 60-1), qui rétablit la rotation du rotor à la vitesse de synchronisme.

Les causes de décrochage peuvent être provoquées par une baisse de la tension du réseau, une diminution du courant d'excitation ou une brusque augmentation du couple extérieur. La machine se décrochera si le couple extérieur vient à dépasser le couple synchrone maximal $M_{s\,max}$. Après le décrochage, la vitesse angulaire du rotor deviendra, sous l'action du couple extérieur, supérieure à la vitesse de synchronisme si la machine fonctionnait en alternateur et inférieure à la vitesse de synchronisme si elle fonctionnait en moteur.

Au fur et à mesure que la vitesse du rotor s'écarte de la vitesse du champ, le glissement augmente, le couple électromagnétique asynchrone croît progressivement et pour un certain glissement s le couple extérieur peut être équilibré par le couple électromagnétique asynchrone.

La possibilité de marche asynchrone d'une machine synchrone, après son décrochage, est déterminée par la caractéristique du couple asynchrone de la machine qui peut être calculée d'une façon approchée à l'aide de (59-7). La valeur maximale, en unités relatives (v. § 43-3), du couple dans la marche asynchrone $M_{a\,max}$ s'exprime par

$$M_{*a\,max} = \frac{M_{a\,max}}{M_b} \approx \frac{U_{s*}^2}{2X_{*cc}} \approx 1{,}5 \text{ à } 3{,}0,$$

où $M_b = S_n/\Omega_s$ est le couple unitaire au régime synchrone;

$X_{*cc} \approx (X''_{*d} + X''_{*q})/2 = 0{,}15$ à $0{,}3$, la réactance de court-circuit à $s = 1$.

Le couple asynchrone maximal est 2 à 3,5 fois le couple extérieur au régime synchrone nominal

$$M_{*ext} = \frac{M_{ext}}{M_b} = P_{*b} \approx \cos\varphi_n = 0{,}8 \text{ à } 0{,}9.$$

C'est pourquoi on a dans de nombreux cas $M_{*a\,max} > M_{*\,ext}$ même pour des tensions réduites du réseau ($U_{*s} < 1$) et il s'établit, après le décrochage, un régime asynchrone avec de faibles glissements s compris dans l'intervalle de $0 < s < s_{max}$, où $s_{max} = R'_{*2}/X_{*cc}$ est le glissement correspondant à $M_{a\,max}$ (d'après la figure 59-5). Pour de faibles valeurs du glissement $s < s_{max} \ll 1$ la formule du couple asynchrone (59-7) se trouve fortement simplifiée:

$$M_a = m_a s, \tag{59-8}$$

où $m_a = mU_s^2/\Omega_s R'_2$ est un facteur constant si bien que le couple asynchrone est proportionnel au glissement. En posant $M_a = M_{ext}$, il est aisé de déterminer

à partir de (59-8) le glissement s pour lequel s'établit le régime asynchrone

$$s = \frac{M_{\text{ext}}}{m_3} = \frac{R'_{*2}\cos\varphi_n}{U^2_{*s}}.$$

Ce glissement est très petit et, dans les grosses machines, ne vaut que quelques millièmes. Ainsi, dans de nombreux cas, après le décrochage, une machine synchrone peut passer au régime asynchrone. Une question se pose: faut-il conserver ce régime et combien de temps peut-il durer?

1. La première chose à faire après le passage au régime asynchrone, c'est de couper le courant d'excitation en ouvrant l'interrupteur automatique d'excitation et en fermant l'enroulement d'excitation sur une résistance chutrice. Cette manœuvre fera disparaître le couple synchrone alterné qui provoque des fluctuations de la vitesse angulaire et des oscillations des courants dans l'enroulement d'induit. Après la coupure du courant d'excitation il s'établit un régime asynchrone avec un glissement s qui maintient la puissance active précédente P. Pourtant la machine ne fournit pas de puissance réactive au réseau mais par contre en consomme (de même que dans une machine asynchrone, la composante réactive du courant est déphasée en arrière sur la tension du réseau).

2. La durée admissible de la marche asynchrone dépend des pertes qui se produisent dans les contours en court-circuit du rotor:

$$P_{\text{é}2} = sP_{\text{ém}} \approx sP.$$

Elle doit être évaluée à l'avance à l'aide des calculs thermiques effectués. Une marche asynchrone prolongée n'est généralement admissible que pour une puissance réduite (dans les turbo-alternateurs par exemple, jusqu'à 50 à 70 % P_n). Puisque la machine en marche asynchrone ne fournit aucune puissance réactive au réseau, elle doit être ramenée au synchronisme tout de suite après avoir éliminé des défauts qui ont provoqué son décrochage. Le processus de passage du régime asynchrone au régime synchrone porte le nom de *resynchronisation*.

Le processus de resynchronisation est analogue à celui d'autosynchronisation. Si le glissement dans la marche asynchrone est considérablement inférieur au glissement s_0 donné par (59-5), pour lequel la machine peut être ramenée au synchronisme, la resynchronisation peut se réaliser sans une décharge préalable de la machine, c'est-à-dire sans diminuer le couple extérieur M_{ext}. A cet effet, il suffit de fermer l'interrupteur automatique d'excitation, en branchant ainsi l'enroulement d'excitation sur l'excitatrice après quoi le rotor s'accrochera (au cours de la croissance du courant d'excitation). Si le glissement s en régime asynchrone est supérieur à s_0, il faut d'abord décharger la machine, en diminuant M_{ext}, et ensuite fermer l'interrupteur automatique d'excitation pour assurer la resynchronisation.

CHAPITRE 60

OSCILLATIONS DES MACHINES SYNCHRONES EN PARALLÈLE

§ 60-1. Oscillations libres du rotor après une brusque variation du couple extérieur

Dans la marche en parallèle, à chaque régime synchrone établi correspond une position angulaire déterminée du rotor par rapport au champ tournant. On convient de caractériser cette position du rotor par un angle θ qui se confond avec celui que font les flux embrassés $\dot{\Psi}_{fm}$ et $\dot{\Psi}_{Um}$ (v. fig. 59-2).

Si la tension U_s et le courant d'excitation I_f restent inchangés, à chaque valeur du couple M_{ext} correspond un angle bien déterminé θ sur la caractéristique angulaire de la machine (v. § 58-6). Une variation des grandeurs dont dépend l'angle θ provoque un changement de la position du rotor par rapport au champ tournant, c'est-à-dire une variation de l'angle θ_0. Une nouvelle valeur de l'angle θ s'établit après un phénomène transitoire qui a généralement un caractère oscillatoire et les oscillations de l'angle autour de sa nouvelle valeur θ s'accompagnent d'oscillations de vitesse angulaire du rotor, que l'on appelle couramment pompages, ainsi que d'oscillations de courant d'induit, de couple électromagnétique et de puissances active et réactive.

Bornons-nous à analyser les *petites oscillations de vitesse du rotor* pour lesquelles les écarts $\alpha = \Delta\theta$ de l'angle θ par rapport à la valeur initiale θ_0 sont si faibles que $\sin\alpha \approx \alpha = \theta - \theta_0$. Supposons qu'au début ($t < 0$) la machine fonctionnait en alternateur débitant sous la tension U_s et se caractérisait par le couple extérieur $M_{ext.0}$ équilibré par le couple électromagnétique $M_0 = M_{ext.0}$, la vitesse angulaire synchrone ω_s du rotor, l'angle $\theta = \theta_0$ et le courant d'induit [1]

$$\dot{I}_0 = \frac{\dot{E}_f - \dot{U}}{jX_1}.$$

Dans le diagramme de la figure 60-1, la position du rotor et de toutes les grandeurs complexes énumérées est représentée à un instant $t \leqslant 0$ en traits pleins, le régime initial sur la caractéristique angulaire correspond au point *1*. A l'instant $t = 0$, le couple extérieur s'accroît brusquement de ΔM_{ext} et reste ensuite égal à $M_{ext} = M_{ext.0} + \Delta M_{ext}$. Il en résulte un déséquilibre des couples $M_{ext} - M_0 = \Delta M_{ext}$ si bien que la vitesse angulaire du rotor croîtra avec une accélération $\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_0 = \frac{\Delta M_{ext}}{J}$, où J est le moment d'inertie des parties tournantes de la machine.

L'augmentation de la vitesse du rotor (avec une accélération qui diminue progressivement) et de l'angle $\theta = \theta_0 + \alpha$ se poursuivra jusqu'à l'instant où le couple électromagnétique croissant $M = M_0 + \Delta M$ équilibrera exactement au point *2* de la caractéristique angulaire (fig. 60-1) le couple extérieur $M = M_{ext.0} + \Delta M_{ext}$. Pourtant malgré l'équilibre des couples, le régime au

[1]) La formule est écrite pour le cas d'un rotor à pôles lisses.

point *2* pour l'angle $\theta = \theta_0 + \alpha_\infty$ ne s'établira instantanément parce que la vitesse ω du rotor est supérieure à la vitesse du synchronisme ω_s avec laquelle tournent la tension $\dot{U} = -\dot{U}_s$ et le champ résultant Ψ_U (fig. 60-2). L'angle $\theta = \theta_0 + \alpha$ continuera à augmenter ($\alpha > \alpha_\infty$) mais dans ces conditions $\Delta M > \Delta M_{ext}$ de sorte que le rotor subira un couple de freinage $\Delta M - \Delta M_{ext}$, l'accélération sera négative

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\Delta M_{ext} - \Delta M}{J} < 0$$

et donc la vitesse angulaire du rotor diminuera progressivement et redeviendra égale à celle de synchronisme ($\omega = \omega_s$). Mais à cet instant le régime ne s'établit

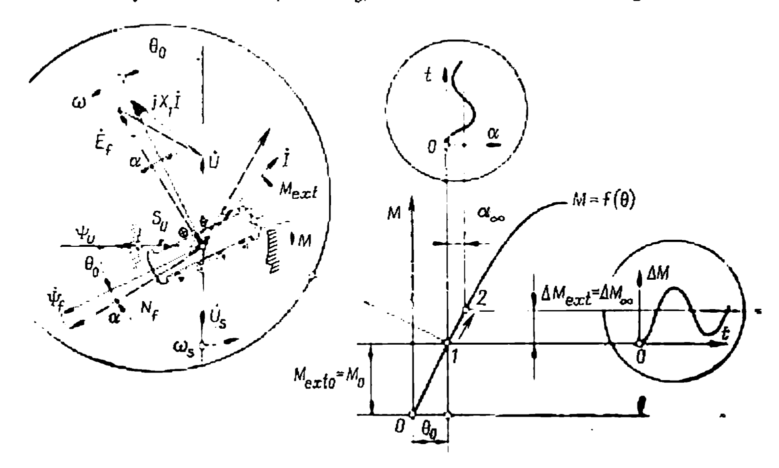


Fig. 60-1. Explication physique du phénomène transitoire après une petite variation du couple extérieur M_{ext}.

non plus parce que $\alpha > \alpha_\infty$, c'est-à-dire que le couple électromagnétique est supérieur au couple extérieur ($\Delta M > \Delta M_{ext}$), l'accélération est négative et la vitesse angulaire continue à diminuer (fig. 60-2). C'est ainsi que prennent naissance les oscillations de l'angle $\theta = \theta_0 + \alpha$ représentées par les figures 60-1 et 60-2. Elles s'accompagnent d'oscillations de couple électromagnétique M, d'accélération angulaire $d\omega/dt$ et de vitesse angulaire ω. (Les courbes de variation de l'angle α et du couple ΔM en fonction du temps sont indiquées sur la figure 60-1 à l'intérieur des cercles.) Au cours de ces oscillations il se produit la transformation de l'énergie cinétique du rotor tournant en énergie du champ magnétique ou une transformation inverse et, si ce phénomène se déroule sans pertes d'énergie, les oscillations ne s'amortissent pas. S'il y a des pertes d'énergie sous la forme des pertes électriques dues aux courants induits dans les circuits du rotor quand il se déplace dans le champ magnétique, les oscillations s'évanouissent progressivement comme l'indique la figure 60-2.

Pour donner une description mathématique du mouvement du rotor dont la vitesse est affectée d'oscillations, exprimons toutes les grandeurs qui y interviennent par l'intermédiaire de l'angle initial θ_0 du rotor et un petit écart de l'angle $\Delta\theta = \alpha$.

1. L'angle θ entre la f.é.m. d'excitation $\dot{E}_f$ qui se déplace dans le modèle à la vitesse ω du rotor et la tension $\dot{U} = -\dot{U}_s$ qui se déplace à la vitesse de synchronisme $\omega_s = 2\pi f_s$ est égal à l'angle (v. fig. 60-1) que l'axe longitudinal du rotor (ou le flux embrassé $\dot{\Psi}_{fm}$) fait avec l'axe du champ résultant (ou le flux

embrassé $\dot{\Psi}_{Um}$) $\theta = \theta_0 + \Delta\theta = \theta_0 + \alpha$. L'angle θ peut également être considéré comme l'angle entre les pôles magnétiques de noms contraires S_U et N_f (v. fig. 60-1) représentant respectivement le champ résultant $\dot{\Psi}_{Um}$ et le champ d'excitation $\dot{\Psi}_{fm}$.

2. La vitesse angulaire électrique du rotor (ou la vitesse angulaire mécanique du rotor dans le modèle bipolaire) est égale à la somme de la vitesse angulaire de synchronisme ω_s et d'une vitesse angulaire supplémentaire liée à l'écart par rapport à l'angle initial θ_0

$$\omega = \omega_s + \frac{d\theta}{dt} = \omega_s + \frac{d\alpha}{dt}.$$

La vitesse angulaire mécanique du rotor est

$$\Omega = \frac{\omega}{p} = \Omega_s + \frac{d\alpha}{p\,dt}.$$

3. Le glissement du rotor par rapport au champ résultant est

$$s = \frac{\Omega_s - \Omega}{\Omega_s} = -\frac{d\alpha}{\omega_s\,dt}.$$

4. L'accélération du rotor est

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{d^2\alpha}{p\,dt^2}.$$

5. Le couple électromagnétique synchrone qui s'exerce sur le rotor lorsque l'angle $\theta = \theta_0 + \alpha$ (v. fig. 60-1) est

$$M = M_0 + \Delta M = M_0 + m_s\alpha,$$

où $M_0 = f(\theta_0)$ est le couple pour $\theta = \theta_0$ sur la caractéristique angulaire;

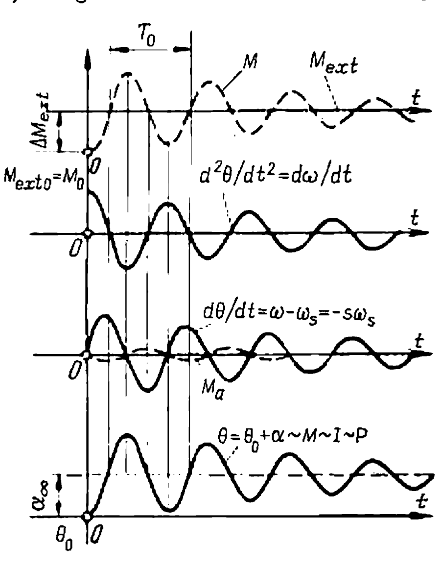


Fig. 60-2. Oscillations de l'angle θ, du glissement s, de l'accélération du rotor $\frac{d\omega}{dt}$, du couple électromagnétique M, du courant I et de la puissance P après une petite variation du couple extérieur M_{ext}.

$m_s = \left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0}$, le couple synchronisant spécifique pour $\theta = \theta_0$ (v. § 58-7).

Pour une machine à pôles lisses on a

$$M_0 = \frac{mUE_f}{X_1\Omega_s}\sin\theta_0;$$

$$m_s = \frac{mUE_f}{X_1\Omega_s}\cos\theta_0.$$

6. Le couple électromagnétique asynchrone dû à l'interaction des courants induits dans l'enroulement amortisseur et l'enroulement d'excitation avec le champ résultant peut être déterminé, pour de faibles valeurs du glissement, à l'aide de (59-8)

$$M_a = m_a s = -D\frac{d\alpha}{dt},$$

où $m_a = mU^2/\Omega_s R_2'$; $D = m_a/\omega_s$ est le coefficient d'amortissement dont la valeur varie en raison inverse de la résistance ramenée R_2' des circuits rotoriques.

Le couple électromagnétique asynchrone est considéré comme positif s'il 'exerce dans le sens de rotation du rotor. Après ces remarques, on peut former

l'équation du mouvement du rotor affecté de petites oscillations imputables à une brusque variation d'une quantité ΔM_{ext} du couple extérieur

$$M_{ext} - M + M_a = J \frac{d\Omega}{dt}.$$

En exprimant les couples moteurs par l'angle α et ses dérivées $d\alpha/dt$ et $d^2\alpha/dt^2$, on obtient une équation différentielle linéaire inhomogène et à coefficients constants

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{Dp}{J} \cdot \frac{d\alpha}{dt} + \frac{m_s p}{J} \alpha = \frac{p}{J} \Delta M_{ext}, \qquad (60\text{-}1)$$

dont la résolution permet de trouver la valeur de l'angle α. La solution de l'équation (60-1) se présente sous la forme de la somme des solutions de deux équations: de la solution générale de l'équation homogène

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{Dp}{J} \frac{d\alpha}{dt} + \frac{m_s p}{J} \alpha = 0$$

et de la solution particulière de (60-1) pour le régime établi, c'est-à-dire pour $t = \infty$.

La solution générale de l'équation homogène est de la forme

$$\alpha = C_1 e^{r_1 t} + C_2 e^{r_2 t},$$

où C_1 et C_2 sont des constantes qui se déterminent par les conditions initiales; r_1, r_2, les racines de l'équation caractéristique

$$r^2 + \frac{Dp}{J} r + \frac{m_s p}{J} = 0,$$

égales à

$$r_{1,2} = -\frac{Dp}{2J} \pm \sqrt{\left(\frac{Dp}{2J}\right)^2 - \frac{m_s p}{J}}.$$

Dans le cas d'un faible amortissement des oscillations, c'est-à-dire pour

$$\left(\frac{Dp}{2J}\right)^2 \ll \frac{m_s p}{J},$$

lorsque les couples asynchrones sont beaucoup inférieurs aux couples synchrones, les racines de l'équation sont des nombres complexes conjugués $r_{1,2} = -\beta_D \pm j\omega_0$ dont la partie réelle $\beta_D = Dp/2J$ représente le coefficient d'affaiblissement tandis que le coefficient de la partie imaginaire $\omega_0 = \sqrt{\frac{m_s p}{J}}$ donne la pulsation des oscillations libres du rotor dans le champ magnétique. Avec de telles racines, la solution générale de l'équation homogène peut s'écrire sous une forme plus simple

$$\alpha = C_0 e^{-\beta_D} \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

où C_0, φ_0 sont des constantes à définir.

Une solution particulière de (60-1) valable pour le régime établi, c'est-à-dire pour $t = \infty$, lorsque $d\alpha/dt = 0$ et $d^2\alpha/dt^2 = 0$, représente la valeur établie de l'accroissement d'angle

$$\alpha_{(t=\infty)} = \alpha_\infty = \frac{\Delta M_{ext}}{m_s}.$$

La solution complète de l'équation inhomogène (60-1) est la somme des deux solutions trouvées plus haut

$$\alpha = C_0 e^{-\beta_D t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + \alpha_\infty.$$

Les constantes C_0 et φ_0 intervenant dans cette dernière équation se déterminent par les conditions initiales:

1) pour $t = 0$ on a $\omega = \omega_s$, $s = 0$ et donc $d\alpha/dt = 0$. De plus, si l'amortissement des oscillations est faible, $\beta_D \ll \omega_0$ et

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{t=0} \approx [-C_0\omega_0 e^{-\beta_D t} \sin(\omega_0 t + \varphi_0)]_{t=0} = 0,$$

d'où $\varphi_0 = 0$;

2) pour $t = 0$ on a $\theta = \theta_0$ et $\alpha = 0$. En tenant compte que $\varphi_0 = 0$, on obtient $\alpha = C_0 \cos\varphi_0 + \alpha_\infty = C_0 + \alpha_\infty = 0$, d'où $C_0 = -\alpha_\infty$.

Finalement on obtient pour les écarts de l'angle θ lors des oscillations libres l'équation suivante

$$\alpha = \alpha_\infty (1 - e^{-\beta_D t} \cos \omega_0 t).$$

Les oscillations de l'angle $\theta = \theta_0 + \alpha$ sont montrées sur la figure 60-2 de même que les courbes de variation de $\frac{d\theta}{dt}$ et de $\frac{d^2\theta}{dt^2}$. L'équation de α montre que le rotor effectue dans le champ résultant des oscillations autour de sa position d'équilibre $\theta = \theta_0 + \alpha_\infty$. Dans le cas de faible amortissement, la pulsation des oscillations libres a pour valeur

$$\omega = \frac{2\pi}{T_0} = \sqrt{\frac{m_s p}{J}}. \tag{60-2}$$

Elle diminue lorsque le moment d'inertie augmente et le couple synchronisant spécifique diminue. Dans les grosses machines synchrones, la période T_0 des oscillations varie de quelques dixièmes de seconde à plusieurs secondes. La fréquence des oscillations est la plus grande en marche à vide lorsque $\theta_0 = 0$ et $m_s = m_{s\,max}$; lorsque la charge augmente, la fréquence diminue et lorsqu'on s'approche de la limite de stabilité statique quand $\theta_0 \to \theta_{max}$ et $m_s \to 0$, la fréquence tend vers zéro.

Au commencement du phénomène transitoire, l'amplitude des oscillations de l'angle est égale à $\alpha_\infty = \Delta M_{ext}/m_s$, puis elle diminue graduellement avec le coefficient d'affaiblissement $\beta_D = Dp/2J$ et la constante de temps d'affaiblissement

$$T_D = \frac{1}{\beta_D} = \frac{2J}{Dp},$$

elle est e fois plus faible au bout du temps T_D, e^2 fois plus faible au bout du temps $2T_D$, etc.

Les oscillations de l'angle θ s'accompagnent d'oscillations du coupe ayant pour amplitude initiale $\Delta M_0 = m_s \alpha_\infty$ et de la puissance active dont l'amplitude initiale est $\Delta P_0 = \Omega_s \Delta M_0 = \Omega_s m_s \alpha_\infty$. Comme le montre le diagramme de la figure 60-1, les variations de la position du rotor s'accompagnent d'oscillations de la valeur efficace et de la phase du courant. En partant du triangle des tensions $\dot{E}_f$, $\dot{U}$ et $j X_1 \dot{I}$, il est facile d'exprimer $X_1 I$ par E_f, U et l'angle θ et de calculer la valeur efficace du courant

$$I = \frac{\sqrt{E_f^2 + U^2 - 2UE_f \cos\theta}}{X_1},$$

l'accroissement de la valeur efficace du courant

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0} \Delta\theta = \left(\frac{\partial I}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0} \alpha = \frac{E_f U \sin \theta_0}{X_1 \sqrt{E_f^2 + U^2 - 2UE_f \cos \theta_0}} \alpha$$

et l'amplitude initiale des oscillations du courant efficace

$$\Delta I_0 = \left(\frac{\partial I}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0} \alpha_\infty .$$

Si les coefficients d'affaiblissement sont élevés lorsque

$$\left(\frac{Dp}{2J}\right)^2 > \frac{m_c p}{J},$$

les racines de l'équation caractéristique sont des nombres réels si bien que le nouveau régime pour l'angle $\theta_\infty = \theta_0 + \alpha_\infty$ s'établit de façon apériodique.

§ 60-2. Oscillations forcées du rotor

Dans le cas où l'alternateur synchrone est entraîné par un moteur à piston, le couple extérieur comporte en plus de la composante constante plusieurs composantes harmoniques

$$M_{\text{ext}} = M_{\text{ext.}\,0} + \sum_{\nu=1}^{\infty} M_{\text{ext.}\,\nu} \cos \omega_\nu t,$$

où $M_{\text{ext.}\nu}$ est l'amplitude du ν-ième harmonique du couple extérieur;
ω_ν, sa pulsation.

Supposons qu'à la composante constante $M_{\text{ext.}0}$ correspond un angle θ_0 sur la caractéristique angulaire (v. fig. 60-1). Alors, l'action du ν-ième harmonique du couple aura pour effet de provoquer des oscillations de l'angle θ autour de sa valeur moyenne θ_0. Si $M_{\text{ext.}\nu} \ll M_{\text{ext.}0}$, l'angle θ peut être considéré comme la somme $\theta = \theta_0 + \alpha$, où α est un petit accroissement de l'angle sous l'action du ν-ième harmonique du couple.

L'accroissement de l'angle α peut être déterminé à partir de l'équation du mouvement du rotor établie par analogie avec (60-1):

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{Dp}{J}\frac{d\alpha}{dt} + \frac{m_s p}{J}\alpha = \frac{p}{J} M_{\text{ext.}\,\nu} \cos \omega_\nu t.$$

Une solution particulière de cette équation par rapport à α pour un régime quasistationnaire (pour $t = \infty$) s'écrit sous la forme

$$\alpha = \alpha_{max} \cos (\omega_\nu t - \varphi_\nu), \tag{60-3}$$

où $\alpha_{max} = \dfrac{M_{\text{ext.}\nu}}{\omega_\nu \sqrt{D^2 + \left(\dfrac{\omega_\nu J}{p} - \dfrac{m_s}{\omega_\nu}\right)^2}}$ est l'amplitude du ν-ième harmonique de l'angle θ;

$\varphi_\nu = \operatorname{arctg} \dfrac{\dfrac{\omega_\nu J}{p} - \dfrac{m_s}{\omega_\nu}}{D}$, la phase du ν-ième harmonique des oscillations de l'angle.

Considérons d'abord les oscillations du rotor dans le cas d'un alternateur isolé, c'est-à-dire alimentant sa charge de façon indépendante (suivant le schéma de la figure 58-5). Dans ce cas, l'action du ν-ième harmonique du couple fera effectuer au rotor des oscillations autour de sa vitesse angulaire synchrone $\omega_s = \Omega_s p$ par laquelle on doit entendre la vitesse angulaire moyenne du rotor. La pulsation de la tension $\dot{U}$ aux bornes de la charge étant celle de la f.é.m.

$\dot{E}_f$ et égale à ω, l'angle θ entre $\dot{E}_f$ et $\dot{U}$ et le couple électromagnétique synchrone M ne subissent pas de variations. Le couple électromagnétique synchrone fait équilibre à la composante constante du couple extérieur ($M = M_{\text{ext.}0}$). Lorsque l'axe du rotor s'écarte d'un angle α par rapport à l'axe qui tourne à la vitesse de synchronisme, le couple électromagnétique ne subit aucun accroissement ($\Delta M = f(\alpha) = 0$), ce qui nous donne le droit de considérer de façon formelle que le couple synchronisant intervenant dans l'expression générale donnant l'accroissement du couple est nul ($m_s = 0$).

En admettant pour simplifier que l'affaiblissement est petit, c'est-à-dire que $D = 0$ et en se reportant à (60-3), on trouve l'écart de l'angle sous l'action du ν-ième harmonique du couple

$$\alpha = \alpha_{0\,max} \cos(\omega_\nu t - \varphi_\nu), \tag{60-4}$$

où $\alpha_{0\,max} = M_{\text{ext.}\nu} p/\omega_\nu^2 J$ est l'amplitude du ν-ième harmonique des oscillations de l'angle dans un alternateur isolé;

$\varphi_\nu = \pm\pi/2$, la phase des oscillations.

Vu la vitesse angulaire électrique du rotor égale à $\omega = \omega_s + d\alpha/dt$, il n'est pas difficile de trouver l'irrégularité de la vitesse angulaire

$$\xi = \frac{\omega_{max} - \omega_{min}}{\omega_s} = \frac{2\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{max}}{\omega_s} = \frac{2M_{\text{ext.}\nu} p}{\omega_\nu \omega_s J},$$

où $\omega_{max} = \omega_s + \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{max}$; $\omega_{min} = \omega_s - \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{max}$.

Dans le cas où l'alternateur est destiné à alimenter, de façon indépendante, un réseau d'éclairage le moment d'inertie de son rotor doit être choisi de telle sorte que $\xi < 0{,}01$ à $0{,}005$. Si cette condition n'est pas réalisée, le scintillement des lumières des lampes produira un effet désagréable sur les yeux.

Lors du fonctionnement en parallèle suivant le schéma de la figure 58-6 (U_s = constante, f_s = constante) l'amplitude du ν-ième harmonique des oscillations de l'angle dépend du couple synchronisant spécifique $m_s \neq 0$. Pour un petit affaiblissement lorsque $D = 0$, son expression (60-3) peut s'écrire sous la forme

$$\alpha_{max} = \left| \frac{\alpha_{0\,max}}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_\nu}\right)^2} \right|, \tag{60-5}$$

où ω_0 est la pulsation des oscillations libres du rotor dans la marche en parallèle avec un angle $\theta = \theta_0$ suivant (60-2); $\alpha_{0\,max}$, l'amplitude du ν-ième harmonique des oscillations de l'angle d'un alternateur isolé fonctionnant au même régime.

Comme il découle de (60-5) et (60-4), le rapport de l'amplitude du ν-ième harmonique des oscillations de l'angle lors du fonctionnement en parallèle à la même amplitude lors du fonctionnement d'un alternateur isolé que l'on appelle module de la résonance pour le ν-ième harmonique

$$\zeta_\nu = \frac{\alpha_{max}}{\alpha_{0\,max}} = \left| \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_\nu}\right)^2} \right|, \tag{60-6}$$

dépend du rapport des pulsations des oscillations libres du rotor ω_0 et du ν-ième harmonique ω_ν du couple extérieur (fig. 60-3).

Pour une très grande pulsation des oscillations du couple extérieur lorsque $\omega_0/\omega_\nu \ll 1$, l'amplitude des oscillations de l'angle dans la marche en parallèle $\alpha_{max} = \zeta_\nu \alpha_{0\,max} \approx \alpha_{0\,max}$ est la même que dans un alternateur isolé (dans ce cas le mouvement du rotor est déterminé essentiellement par son inertie alors que le rôle du couple synchronisant n'est pas grand

$$m_s \alpha \ll \frac{J}{p}\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2}\right).$$

Au contraire, pour une très petite pulsation des oscillations du couple lorsque $\omega_0/\omega_v \gg 1$, l'amplitude des oscillations de l'angle $\alpha_{max} = \left(\frac{\omega_v}{\omega_0}\right)^2 \alpha_{0\,max}$ est plus ieurs fois plus petite dans un alternateur interconnecté que dans un alternateur isolé; dans ce cas l'inertie du rotor $\frac{J}{p}\left(\frac{d^2\alpha}{\partial t^2}\right) \ll m_s\,\alpha$ ne joue aucun rôle et l'amplitude des oscillations de l'angle dépend, comme il est facile de le vérifier, uniquement de l'amplitude du couple extérieur, c'est-à-dire que

$$\alpha_{max} = \frac{\omega_v^2}{\omega_0^2}\alpha_{0\,max} = \frac{M_{ext.\,v}}{m_s} = \alpha_{\infty v}.$$

Enfin, lorsque la pulsation des oscillations du couple est égale à celle des oscillations propres du rotor, $\omega_v = \omega_0$, il y a résonance des oscillations forcées

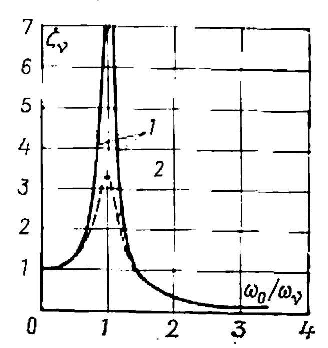


Fig. 60-3. Variation du module de résonance $\zeta_v = \alpha_{max}/\alpha_{0max}$ en fonction du rapport ω_0/ω_v :

1, pour $D = 0$; 2, pour $D = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{Jm_s}{p}} > 0$

et propres, $\alpha_{max} = \infty$, ce qui rend impossible la marche en parallèle si l'amortissement des oscillations est nul ($D = 0$). Si l'on tient compte de l'effet amortisseur dû aux circuits rotoriques et l'on admet que $D > 0$, les amplitudes des oscillations des angles diminueront et prendront des valeurs finies même dans la région de résonance (v. fig. 60-3).

Les oscillations forcées de l'angle lors du fonctionnement en parallèle s'accompagnent d'oscillations du courant d'induit (v. plus haut); les oscillations du rotor provoquent l'apparition de courants alternatifs induits dans ses circuits. Il en résulte une augmentation des pertes dans la machine et donc une réduction de son rendement et une augmentation de son échauffement. Pour affaiblir ces effets indésirables il faut réduire autant que possible l'amplitude des oscillations de l'angle. Du fait de la pulsation ω_v bien déterminée ayant pour chaque moteur à piston, on fait varier, pour sortir de la région de résonance, la pulsation des oscillations propres ω_0 en augmentant ou en diminuant le moment d'inertie. On parvient à obtenir un module de résonance $\zeta_v \leqslant 3$ si $\omega_0 \geqslant 1{,}15\omega_v$ ou $\omega_0 \leqslant 0{,}82\omega_v$. Une plus grande réduction de l'amplitude des oscillations est obtenue en diminuant la résistance effective de l'enroulement amortisseur ce qui fait croître le coefficient d'affaiblissement.

Des oscillations forcées analogues affectent également le mouvement du rotor des moteurs synchrones utilisés pour entraîner des pompes à piston. Pour réduire l'amplitude de ces oscillations on utilise les mêmes procédés que dans le cas des alternateurs.

CHAPITRE 61

FONCTIONNEMENT DES MACHINES SYNCHRONES AUX RÉGIMES DÉSÉQUILIBRÉS

§ 61-1. Caractéristique générale des régimes déséquilibrés

Les régimes déséquilibrés se rencontrent fréquemment lors de l'utilisation des machines synchrones. Ils peuvent être liés tant aux défauts internes qui entraînent un déséquilibre de l'enroulement d'induit lui-même de la machine qu'à un déséquilibre de la charge extérieure ou du réseau électrique auxquels est connectée la machine.

Au cours de ce paragraphe nous limiterons les descriptions à celles des régimes déséquilibrés liés uniquement à un déséquilibre du réseau électrique auquel est branchée la machine. On suppose que dans tous les cas l'enroulement triphasé de l'induit de la machine est parfaitement équilibré. De plus, sauf mention du contraire, cet enroulement est supposé couplé en étoile.

Lorsque l'alternateur alimente, de façon indépendante, un réseau, le déséquilibre des courants provient des valeurs différentes des impédances dont sont chargées ses phases. Dans cette catégorie de déséquilibres on range aussi divers courts-circuits déséquilibrés extérieurs (biphasé, monophasé, etc.), lorsque la résistance entre les points mis en court-circuit devient nulle.

Lors du fonctionnement en parallèle, l'inégalité des courants traversant les phases de la machine synchrone est provoquée par le déséquilibre des tensions du réseau qui peut provenir soit d'une répartition inégale des charges entre les phases, soit des divers défauts dissymétriques dans les organes constitutifs du réseau (lignes de transport, transformateurs, etc.).

La méthode des composantes symétriques permet d'analyser des régimes déséquilibrés de la machine synchrone. Dans le cas général, lorsque l'enroulement d'induit est couplé en étoile avec neutre sorti, les courants qui parcourent cet enroulement comportent tous les trois systèmes de composantes symétriques : direct, inverse et homopolaire.

§ 61-2. Impédance que l'enroulement d'induit présente aux courants directs

Le système de courants directs circulant dans les phases de l'enroulement d'induit ($\dot{I}_1 = \dot{I}_{A1}$, $\dot{I}_{B1} = \dot{I}_{A1}\underline{a}^2$, $\dot{I}_{C1} = \dot{I}_{A1}\underline{a}$) engendre l'onde fondamentale de la f.m.m. $\dot{F}_{am} = \dot{F}_{1m}$ qui tourne à la vitesse $\Omega_1 = 2\pi f/p$ dans le sens de succession directe des phases ($A \to B \to C$).

Au régime synchrone établi, cette f.m.m. est immobile par rapport au rotor (v. § 54-1) et peut être décomposée en deux composantes dirigées suivant les axes d et q:

$$F_{1dm} = F_{1m} \sin \beta; \quad F_{1qm} = F_{1m} \cos \beta,$$

où β est l'angle entre la f.m.m. F_{1m} et la direction de $-q$.

La composante longitudinale de la f.m.m. $\dot{F}_{1dm}$ est produite par le système de courants directs longitudinaux

$$\dot{I}_{A1d} = I_{A1} \sin \beta e^{-j(\pi/2-\beta)};$$

$$\dot{I}_{B1d} = \dot{I}_{A1d}\underline{a}^2, \quad \dot{I}_{C1d} = \dot{I}_{A1d}\underline{a};$$

et la composante transversale de la f.m.m. $\dot{F}_{1qm}$ est créée par le système de courants directs transversaux:

$$\dot{I}_{A1q} = \dot{I}_{A1} \cos \beta e^{j\beta},$$

$$\dot{I}_{B1q} = \dot{I}_{A1q}\underline{a}^2, \quad \dot{I}_{C1q} = \dot{I}_{A1q}\underline{a}.$$

Ci-exposé montre que le champ synchrone engendré par les courants directs ne dépend que des dimensions des armatures magnétiques de stator et de rotor et de l'angle β (v. fig. 54-2).

L'impédance que l'enroulement d'induit présente aux courants directs longitudinaux comporte la résistance effective des conducteurs d'une phase et la réactance inductive longitudinale liée au champ de dispersion et au champ d'induction mutuelle suivant l'axe d

$$\underline{Z}_{1d} = R + jX_d,$$

où $X_d = X_\sigma + X_{ad}$.

L'impédance offerte aux courants directs transversaux est respectivement

$$\underline{Z}_{1q} = R + jX_q,$$

où $X_q = X_\sigma + X_{aq}$.

L'impédance globale que l'enroulement d'induit présente aux courants directs dépend dans le cas général (v. § 54-5) de l'angle β

$$\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1, \quad (61\text{-}1)$$

où $R_1 = R + R_a$; $X_1 = X_\sigma + X_a$; $X_a = X_{aq} \cos^2 \beta + X_{ad} \sin^2 \beta$; $R_a = 0{,}5\,(X_{ad} - X_{aq}) \sin 2\beta$.

Dans une machine à pôles lisses ayant $X_{ad} = X_{aq} = X_a$ et $R_a = 0$, l'impédance globale est

$$\underline{Z}_1 = R + jX_1,$$

où $X_1 = X_\sigma + X_a$.

§ 61-3. Impédance que l'enroulement d'induit présente aux courants inverses

Le système de courants inverses traversant les phases de l'enroulement d'induit ($\dot{I}_2 = \dot{I}_{A2}$, $\dot{I}_{B2} = \dot{I}_{A2}\underline{a}$, $\dot{I}_{C2} = \dot{I}_{A2}\underline{a}^2$) engendre l'onde fondamentale de la f.m.m. $\dot{F}_{2m}$ qui tourne à la vitesse angulaire $\Omega_2 = 2\pi f/p = -\Omega_1$ dans le sens de succession inverse des phases ($A \to C \to B$). Si le rotor de la machine synchrone est magnétiquement et électriquement symétrique de même que le rotor polyphasé ($m_2 \geqslant 2$) en court-circuit d'une machine asynchrone, l'impédance que l'enroulement d'induit présente aux courants inverses peut être déterminée à l'aide du schéma électrique équivalent de la machine asynchrone représenté par la figure 42-3. Le glissement s_1 du rotor par rapport aux courants directs étant nul au régime synchrone, le calcul de l'impédance offerte aux courants inverses doit tenir compte du glissement par rapport à leur champ $s_2 = 2 - s = 2$ (il est aisé de s'en assurer directement puisque $s_2 = \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{\Omega_2} = \frac{\Omega_2 + \Omega_2}{\Omega_2} = 2$).

Si l'on admet que le rotor est à pôles lisses, l'enroulement d'excitation est ouvert, l'enroulement amortisseur est réalisé sous la forme d'un enroulement en court-circuit électriquement symétrique et qu'on introduit dans le schéma de la figure 42-3 les notations adoptées pour les machines synchrones ($R_1 = R$ la résistance effective des conducteurs d'une phase de l'induit ; $X_1 = X_\sigma$ la réactance inductive de fuites de l'induit ; $\underline{Z}_0 = R_0 + jX_0 \approx jX_a$ la réactance inductive principale de l'induit ; $R_2' = R_{cc}'$ la résistance effective de l'enroulement amortisseur ramenée à l'enroulement d'induit ; $X_2' = X_{cc}'$ la réactance inductive de fuites de l'enroulement amortisseur ramenée à l'enroulement d'induit), on obtient pour l'impédance inverse la formule suivante :

$$\underline{Z}_2 = R_2 + jX_2 = (R + jX_\sigma) + \frac{1}{\frac{1}{jX_a} + \frac{1}{0{,}5R_{cc}' + jX_{cc}'}}.$$

De façon approchée, si $X_a \gg X_{cc}' > 0{,}5R_{cc}'$, on a

$$R_2 = R + 0{,}5R_{cc}' > R, \quad X_2 = X_\sigma + X_{cc}' \ll X_1.$$

Comme le montrent ces formules, l'enroulement d'induit présente une réactance inductive bien plus réduite aux courants inverses qu'aux courants directs. Ceci tient à ce que le champ dû aux courants inverses est affaibli par des courants induits dans l'enroulement amortisseur.

Les courants circulant dans l'enroulement amortisseur s'opposent à la pénétration du champ magnétique dans l'armature du rotor possédant une faible résistance et l'obligent de se fermer non par les circuits de l'enroulement amortisseur mais par des intervalles non magnétiques où le champ rencontre une forte résistance magnétique. Etant donné que par ces intervalles se ferme aussi le champ de dispersion de l'enroulement amortisseur auquel correspond le paramètre X'_{cc}, la réactance inverse est égale à la somme des réactances X_σ et X'_{cc}.

Au contraire, la résistance effective inverse est plus grande que la résistance directe parce qu'elle correspond non seulement aux pertes électriques $P_{él} = mRI_2^2$ dans l'enroulement d'induit mais aussi à la puissance électromagnétique transmise au rotor $P_{ém} \approx \approx (mR'_{cc}/s) I_2^2$ qui doit être calculée au régime de freinage pour $s = 2$ (les pertes dans l'enroulement rotorique $P_{él.2} = mR'_{cc}I_2^2$ sont compensées par la puissance $P_{ém}$ fournie de la part du stator et de la puissance mécanique de même valeur

$$|P_{méc}| = mR'_{cc}I_2^2 \left| \frac{1-s}{s} \right| = P_{ém}$$

fournie de la part du rotor).

Dans un rotor à pôles saillants portant un enroulement d'excitation uniaxial en court-circuit et un enroulement amortisseur à pas inégal, il existe des dissymétries magnétique et électrique qui se manifestent par des valeurs différentes des paramètres suivant les axes longitudinal et transversal du rotor. Par suite de la dissymétrie magnétique du rotor à pôles saillants, les réactances principales longitudinale et transversale de l'induit sont différentes $X_{ad} \neq X_{aq}$. La dissymétrie électrique a pour effet de rendre inégales les réactances de fuites et les résistances effectives de l'enroulement amortisseur suivant les axes longitudinal et transversal (c'est-à-dire les résistances que l'enroulement amortisseur présente aux courants induits par les champs longitudinal et transversal variables) $X'_{ccd} \neq \neq X'_{ccq}$, $R'_{ccd} \neq R'_{ccq}$. De plus la dissymétrie électrique s'accentue du fait que l'enroulement d'excitation n'influe que sur le champ longitudinal (cette influence est d'autant plus forte que la réactance de fuites $X'_{f\sigma}$ et la résistance R'_f de cet enroulement sont plus faibles) [1]. Pour déterminer le champ dû aux courants inverses et l'impédance que l'enroulement d'induit présente à ces courants, on peut remplacer, comme dans le cas d'une machine asynchrone symétrique, le rotor en marche avec le glissement $s_2 = 2$ par un rotor à l'arrêt équivalent présentant des résistances effectives divisées par s_2.

En se déplaçant la f.m.m. des courants inverses prend par rapport au rotor immobile soit la position longitudinale $\dot{F}_{2dm}$, soit la position transversale $\dot{F}_{2dm}$. Le champ longitudinal engendré par

[1]) Le procédé pour ramener les paramètres des circuits rotoriques à l'enroulement d'induit est décrit au § 71-3.

la f.m.m. $\dot{F}_{2dm}$ à laquelle correspondent le courant efficace I_{2d} ou les courants instantanés i_{A2d}, i_{B2d}, i_{C2d} est affaibli par les courants i_f induits dans l'enroulement d'excitation et le

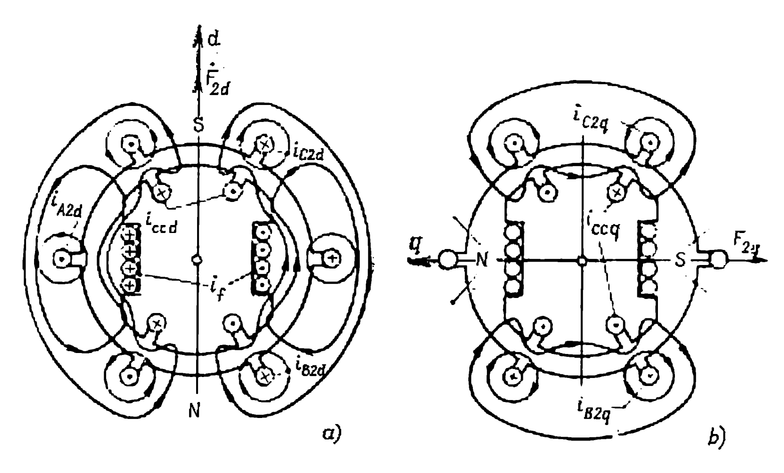


Fig. 61-1. Champs magnétiques longitudinal (*a*) et transversal (*b*) engendrés par les courants inverses.

courant i_{ccd} induit dans le circuit longitudinal de l'enroulement amortisseur (fig. 61-1, *a*). Si les résistances effectives des circuits rotoriques sont faibles, le champ est chassé presque complètement en dehors de ces circuits. L'impédance $\underline{Z}_{2d} = R_{2d} + jX_{2d}$ que l'induit présente aux courants inverses $\dot{I}_{2d}$ qui créent le champ longitudinal se détermine à l'aide du schéma électrique équivalent de la figure 61-2 (en haut):

$$\underline{Z}_{2d} = R + jX_\sigma + [(jX_{ad})^{-1} + (0{,}5R'_{cc\,d} + jX'_{cc\,d})^{-1} + (0{,}5R'_f + jX'_{f\sigma})^{-1}]^{-1}. \quad (61\text{-}2)$$

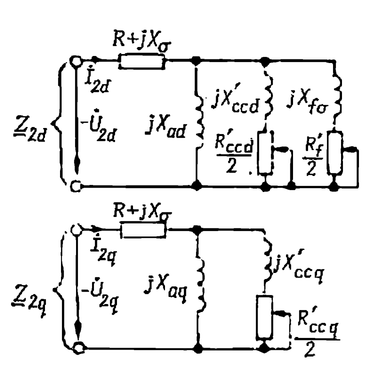


Fig. 61-2. Schémas électriques équivalents d'une machine synchrone suivant les axes longitudinal et transversal pour les courants inverses.

Le champ transversal produit par la f.m.m. $\dot{F}_{2qm}$ à laquelle correspondent le courant efficace $\dot{I}_{2q}$ ou les courants instantanés i_{A2q}, i_{B2q}, i_{C2q} (dans la figure, $i_{A2q} = 0$) n'est affaibli que par le courant i_{ccq} induit dans le circuit transversal de l'enroulement amortisseur et se concentre presque en totalité en dehors de ce circuit (fig. 61-1, *b*). L'impédance $\underline{Z}_{2q} = R_{2q} + jX_{2q}$ que l'induit présente aux courants inverses $\dot{I}_{2q}$ qui créent le champ transversal se dé-

termine à l'aide du schéma électrique équivalent de la figure 61-2 (en bas):

$$\underline{Z}_{2q} = R + jX_\sigma + [(jX_{aq})^{-1} + (0{,}5R'_{cc\ q} + jX'_{cc\ q})^{-1}]^{-1}. \qquad (61\text{-}3)$$

Dans une machine à pôles saillants, les impédances inverses longitudinale et transversale diffèrent l'une de l'autre de même que leurs composantes actives et inductives $|\underline{Z}_{2d}| \neq |\underline{Z}_{2q}|$, $R_{2d} \neq R_{2q}$, $X_{2q} \neq X_{2q}$.

Une analyse plus détaillée montre que les dissymétries magnétique et électrique du rotor d'une machine à pôles saillants se manifestent au régime asynchrone de la même façon que la dissymétrie des impédances des phases rotoriques d'une machine asynchrone (v. § 46-2). Le champ produit par les courants inverses de fréquence fondamentale $f = f_1$ tourne à la vitesse angulaire ω_1 (on a en vue la vitesse angulaire électrique), le rotor tourne en sens inverse à la vitesse $\omega = -\omega_1$, son glissement par rapport au champ inverse étant $s = (\omega_1 - \omega)/\omega_1 = 2$. Les circuits du rotor sont le siège des courants induits à la fréquence $f_2 = sf = 2f$. Par raison de dissymétrie du rotor, le champ produit par les courants traversant ses circuits peut être considéré comme la somme de deux champs tournants: du champ direct qui tourne à la vitesse $s\omega_1 = 2\omega_1$ par rapport au rotor et à la vitesse $s\omega_1 + \omega = 2\omega_1 - \omega_1 = \omega_1$ par rapport au stator, et du champ inverse qui tourne à la vitesse $-s\omega_1 = -2\omega_1$ par rapport au rotor et à la vitesse $-s\omega_1 + \omega = -2\omega_1 - \omega_1 = -3\omega_1$ par rapport au stator.

Le champ direct du rotor induit dans l'enroulement du stator une f.é.m. de fréquence fondamentale $f_1 = \omega_1/2\pi$ et en se déplaçant à la même vitesse que le champ inverse de fréquence fondamentale il s'ajoute à ce champ. Le champ inverse du rotor induit dans l'enroulement statorique une f.é.m. $\dot{E}_3$ de triple fréquence $f_3 = 3\omega_1/2\pi = 3f$ dont l'influence se manifeste différemment suivant les résistances que présentent les circuits électriques du stator. Dans le cas où *l'enroulement statorique est alimenté par un système de tensions inverses à travers de fortes résistances extérieures*, les courants produits par la f.é.m. de triple fréquence et se fermant par ces résistances sont très inférieurs aux courants de fréquence fondamentale, l'influence de ces courants peut être négligée. L'enroulement d'induit n'est parcouru que par les courants inverses de fréquence fondamentale. Dans ce cas, par suite de la petitesse des impédances $\underline{Z}_{2d}$ et $\underline{Z}_{2q}$ par rapport aux impédances extérieures, les courants inverses ne dépendent pas de la position du rotor par rapport au champ, $\dot{I}_2 = \dot{I}_{2d} = \dot{I}_{2q}$.

La force électromotrice de triple fréquence $\dot{E}_3 = \dot{U}_3$ qui s'ajoute à la tension de fréquence fondamentale $\dot{U}_2$ déforme la courbe de la tension obtenue aux bornes de la machine de telle sorte que

dans la position longitudinale du rotor la tension est égale à $\dot{U}_2 + \dot{U}_3 = \dot{U}_{2d} = -\underline{Z}_{2d}\dot{I}_2$ et dans la position transversale à $\dot{U}_2 - \dot{U}_3 = \dot{U}_{2q} = -\underline{Z}_{2q}\dot{I}_2$.

Lors du calcul du régime déséquilibré on ne tient compte que du courant et de la tension inverses à fréquence fondamentale: du courant $\dot{I}_2$ et de la tension

$$\dot{U}_2 = \frac{\dot{U}_{2d} + \dot{U}_{2q}}{2} = -\frac{\underline{Z}_{2d} + \underline{Z}_{2q}}{2}\dot{I}_2,$$

qui se détermine à partir du système d'équations indiqué plus haut. L'impédance inverse est égale au rapport de la tension au courant inverse

$$\underline{Z}_2 = R_2 + jX_2 = \frac{-\dot{U}_2}{\dot{I}_2} = \frac{\underline{Z}_{2d} + \underline{Z}_{2q}}{2}. \qquad (61\text{-}4)$$

En utilisant les relations (61-2) et (61-3), on peut calculer par cette formule les composantes active et inductive de l'impédance inverse dans le cas de fortes résistances extérieures insérées dans les phases de l'enroulement d'induit. Au contraire, *si l'enroulement statorique est alimenté par un système de tensions inverses à travers des résistances extérieures de faible valeur* (par rapport à $\underline{Z}_{2d}$ ou $\underline{Z}_{2q}$) la tension obtenue aux bornes de l'enroulement est égale à ces tensions et reste la même tant pour la position longitudinale que pour la position transversale du rotor par rapport au champ $\dot{U}_2 = \dot{U}_{2d} = \dot{U}_{2q}$.

Par rapport à la f.é.m. $\dot{E}_3$ de triple fréquence l'enroulement d'induit se trouve mis en court-circuit (les résistances du système et les résistances extérieures sont faibles). C'est pourquoi la f.é.m. $\dot{E}_3$ fait circuler dans l'enroulement d'induit des courants $\dot{I}_3$ de triple fréquence qui annulent aux bornes de l'enroulement la tension de triple fréquence $\dot{U}_3 = 0$. En s'ajoutant aux courants de fréquence fondamentale, les courants de triple fréquence $\dot{I}_3$ déforment la courbe du courant dans l'enroulement d'induit de telle sorte que dans la position longitudinale le courant est

$$\dot{I}_2 + \dot{I}_3 = \dot{I}_{2d} = -\frac{\dot{U}_2}{\underline{Z}_{2d}},$$

et dans la position transversale

$$\dot{I}_2 - \dot{I}_3 = \dot{I}_{2q} = -\frac{\dot{U}_2}{\underline{Z}_{2q}}.$$

Ce système d'équations permet d'exprimer le courant de fréquence fondamentale

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{I}_{2d} + \dot{I}_{2q}}{2} = -\frac{\dot{U}_2}{2}\left(\frac{1}{\underline{Z}_{2d}} + \frac{1}{\underline{Z}_{2q}}\right)$$

et de trouver l'impédance inverse

$$\underline{Z}_2 = R_2 + jX_2 = -\frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2} = \frac{2\underline{Z}_{2d}\underline{Z}_{2q}}{\underline{Z}_{2d} + \underline{Z}_{2q}}. \qquad (61\text{-}5)$$

En utilisant les relations (61-2) et (61-3), on peut calculer à l'aide de cette formule les composantes active et inductive de l'impédance inverse dans le cas de faibles résistances insérées dans les phases de l'enroulement d'induit, par exemple dans le cas où la machine est connectée sur un réseau de puissance infinie à tensions déséquilibrées.

Si le rotor est symétrique, on a $\underline{Z}_{2d} \approx \underline{Z}_{2q}$ et les impédances inverses sont les mêmes dans les deux cas considérés $\underline{Z}_2 = R_2 + jX_2 = \underline{Z}_{2d} = \underline{Z}_{2q}$. En unités relatives, la réactance inductive inverse X_2 est comprise entre 0,12 et 0,18 pour des machines à pôles lisses à refroidissement indirect et entre 0,2 et 0,4 pour des machines à pôles saillants à refroidissement indirect.

Lors du calcul des composantes actives de l'impédance inverse on doit entendre par la résistance R_f la résistance effective globale du circuit de l'enroulement d'excitation (compte tenu de la résistance de l'induit de l'excitatrice ou de la résistance chutrice) et toutes les résistances effectives et les réactances inductives qui interviennent dans les relations (61-2), (61-3) et dans les schémas électriques équivalents de la figure 61-2 doivent être calculées compte tenu de l'inégale répartition du courant qui s'observe à la fréquence $2f$.

§ 61-4. Impédance que l'enroulement d'induit présente aux courants homopolaires

Les courants homopolaires sont identiques dans toutes les phases ($\dot{I}_0 = \dot{I}_{A0} = \dot{I}_{B0} = \dot{I}_{C0}$). Les champs pulsatoires à nombre principal de périodes p, produits par les courants homopolaires circulant dans les phases se compensent parce qu'ils sont décalés dans l'espace de l'angle électrique 120° l'un par rapport à l'autre. Il n'existe que des champs pulsatoires d'induction mutuelle à nombre de périodes $3p$, $9p$, $15p$, etc., qui correspondent à des ondes harmoniques spatiales

de la f.m.m. des phases à nombre de périodes νp dont l'ordre est multiple de trois, c'est-à-dire $\nu = 3k$ (k un nombre impair). Le plus important est le champ pulsatoire d'induction mutuelle à nombre de périodes $3p$ dont les lignes de force sont montrées pour $p = 1$ sur la figure 61-3 (le champ est dans ce cas hexapolaire).

La réactance d'induction mutuelle $X_{a(0)}$ opposée aux courants homopolaires n'est déterminée que par des champs dus aux harmoniques de la f.m.m. d'ordre multiple de 3. Etant donné la petitesse de ces f.m.m. et des flux qu'elles engendrent, la réactance homopolaire est très petite devant la réactance d'induction mutuelle X_a opposée aux courants directs. La réactance de fuites $X_{\sigma\,(0)}$ d'une phase opposée aux courants homopolaires est elle aussi un peu inférieure à la réactance de fuites X_σ aux courants directs. Ceci tient à ce que dans un enroulement à pas raccourci le flux de fuites d'une phase est affaibli par suite de l'influence des autres phases aux courants homopolaires et renforcé aux courants directs. La réactance inductive globale qu'une phase présente aux courants homopolaires est égale à la somme des deux réactances mentionnées ci-dessus:

$$X_0 = X_{a(0)} + X_{\sigma(0)}.$$

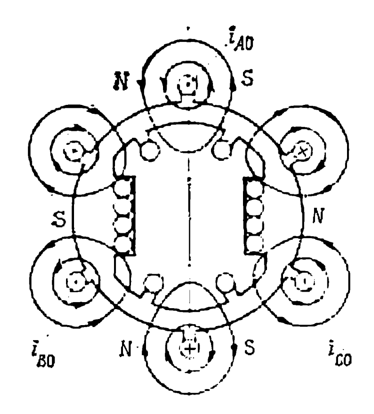


Fig. 61-3. Champ magnétique produit par les courants homopolaires.

Dans les enroulements à deux couches à pas raccourci cette réactance est généralement un peu inférieure à la réactance de fuites aux courants directs $X_0 \approx X_\sigma$. En unités relatives, la réactance inductive homopolaire est comprise entre 0,05 et 0,08 pour des machines à pôles lisses à refroidissement indirect et entre 0,07 et 0,10 pour des machines à pôles saillants à refroidissement indirect.

Le flux produit par les courants homopolaires n'est couplé qu'avec l'enroulement amortisseur. La valeur de ce flux embrassé par l'enroulement d'excitation est négligeable. Les courants induits par le champ homopolaire dans l'enroulement amortisseur diminuent un peu la réactance inductive X_0. La résistance effective qu'une phase présente au courant homopolaire diffère peu de la résistance qu'elle offre au courant direct $R_0 \approx R_a$. Ceci tient à ce que les pertes supplémentaires dans l'enroulement amortisseur dues aux courants qui y sont induits par le champ homopolaire sont petites devant les pertes ohmiques dans l'enroulement d'induit lui-même. L'impédance homopolaire totale a pour valeur

$$\underline{Z}_0 = R_0 + jX_0. \qquad (61\text{-}6)$$

§ 61-5. Analyse du régime déséquilibré de la machine synchrone

Les tensions de phases au régime déséquilibré sont données par la somme des tensions directe, inverse et homopolaire liées aux courants correspondants:

$$\left.\begin{aligned} \dot U_A &= \dot U_{A1} + \dot U_{A2} + \dot U_{A0}; \\ \dot U_B &= \dot U_{B1} + \dot U_{B2} + \dot U_{B0}; \\ \dot U_C &= \dot U_{C1} + \dot U_{C2} + \dot U_{C0}; \end{aligned}\right\} \quad (61\text{-}7)$$

où $\dot U_{B1} = \dot U_{A1}\underline{a}^2$, $\dot U_{C1} = \dot U_{A1}\underline{a}$, $\dot U_{B2} = \dot U_{A2}\underline{a}$, $\dot U_{C2} = \dot U_{A2}\underline{a}^2$, $\dot U_{B0} = \dot U_{C0} = \dot U_{A0}$.

La tension directe est produite par deux champs tournant à la vitesse de synchronisme: le champ dû au courant d'excitation et le champ engendré par les courants directs dans l'enroulement d'induit. L'équation pour la tension directe s'écrit de même que dans le cas du régime symétrique équilibré (v. chap. 55). Cette équation peut être établie en tenant compte ou non de la saturation du circuit magnétique. Si le circuit magnétique n'est pas saturé, la tension directe de la phase A est donnée par l'équation

$$\dot U_{A1} = \dot E_{Af} - \underline{Z}_1 \dot I_{A1}, \quad (61\text{-}8)$$

où $\dot E_{Af} = \dot E_f$ est la f.é.m. d'excitation de la phase A;

$\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1$, l'impédance directe définie par (61-1).

Les tensions inverse et homopolaire de la phase A ne sont produites que par les courants inverse et homopolaire:

$$\dot U_{A2} = -\underline{Z}_2 \dot I_{A2}; \quad (61\text{-}9)$$

$$\dot U_{A0} = -\underline{Z}_0 \dot I_{A0}; \quad (61\text{-}10)$$

Les tensions directes, inverses et homopolaires des autres phases peuvent être trouvées à l'aide des relations qui expliquent les équations (61-7). En utilisant ces équations, on peut exprimer les tensions totales de phase par $\dot E_f$, la f.é.m. d'excitation de la phase A et les composantes symétriques des courants

$$\left.\begin{aligned} \dot U_A &= (\dot E_f - \underline{Z}_1 \dot I_{A1} - \underline{Z}_2 \dot I_{A2} - \underline{Z}_0 \dot I_{A0}; \\ \dot U_B &= (\dot E_f - \underline{Z}_1 \dot I_{A1})\,\underline{a}^2 - \underline{Z}_2 \dot I_{B2} - \underline{Z}_0 \dot I_{B0}; \\ \dot U_C &= (\dot E_f - \underline{Z}_1 \dot I_{A1})\,\underline{a} - \underline{Z}_2 \dot I_{C2} - \underline{Z}_0 \dot I_{C0}, \end{aligned}\right\} \quad (61\text{-}11)$$

où $\dot E_f - \underline{Z}_1 \dot I_{A1} = \dot U_{A1}$.

D'après ces équations on peut construire un diagramme des tensions pour le fonctionnement en charge déséquilibrée. Mais cette

construction est assez difficile à réaliser. Il est plus facile de construire un diagramme dit réuni des tensions en charge déséquilibrée

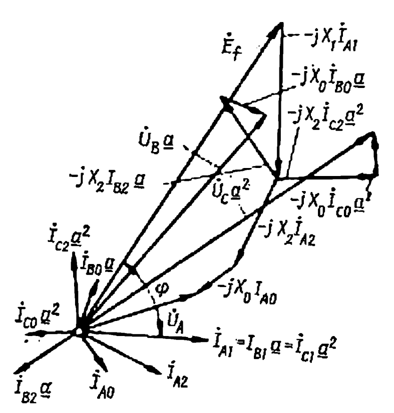


Fig. 61-4. Diagramme réuni des tensions d'un alternateur synchrone à pôles lisses en charge déséquilibrée (sans tenir compte de la saturation, $R = R_2 = R_0 = 0$).

(fig. 61-4) qui correspond au système (61-12) obtenu à partir de (61-11) en multipliant la deuxième équation par a et la troisième par a^2:

$$\left.\begin{aligned}
\dot{U}_A &= \dot{E}_f - \underline{Z}_1\dot{I}_{A1} - \underline{Z}_2\dot{I}_{A2} - \underline{Z}_0\dot{I}_{A0};\\
\underline{a}\dot{U}_B &= \dot{E}_f - \underline{Z}_1\dot{I}_{A1} - \underline{Z}_2\underline{a}\dot{I}_{B2} - \underline{Z}_0\underline{a}\dot{I}_{B0};\\
\underline{a}^2\dot{U}_C &= \dot{E}_f - \underline{Z}_1\dot{I}_{A1} - \underline{Z}_2\underline{a}^2\dot{I}_{C2} - \underline{Z}_0\underline{a}^2\dot{I}_{C0},
\end{aligned}\right\} \qquad (61\text{-}12)$$

où $\dot{E}_f - \underline{Z}_1\dot{I}_{A1} = \dot{U}_{A1}$.

Lorsque la charge est équilibrée, les tensions $\dot{U}_A$, $\underline{a}\dot{U}_B$, $\underline{a}^2\dot{U}_C$ sont identiques et égales à la tension directe de la phase A

$$\dot{U}_A = \underline{a}\dot{U}_B = \underline{a}^2\dot{U}_C = U_{A1}.$$

Le diagramme permet de juger de la différence qui existe en charge déséquilibrée entre les tensions $\dot{U}_A$, $\underline{a}\dot{U}_B$ et $\underline{a}^2\dot{U}_C$ et des courants auxquels est liée cette différence.

§ 61-6. Fonctionnement en parallèle avec un réseau dont les tensions sont déséquilibrées

Si la machine synchrone fonctionne en parallèle avec un réseau de puissance infinie, le régime est donné par les tensions déséquilibrées du réseau: $\dot{U}_{As} = -\dot{U}_A$, $\dot{U}_{Bs} = -\dot{U}_B$, $\dot{U}_{Cs} = -\dot{U}_C$. Ceci permet de déterminer les composantes symétriques de la tension aux

bornes de la machine. De plus il faut que soit donné en module et en phase le courant direct de l'une des phases par exemple le courant $\dot{I}_{A1}$ et l'angle φ entre la tension $\dot{U}_{A1}$ et ce courant. Le module et la phase du courant $\dot{I}_{A1}$ dépendent du régime de fonctionnement de la machine et des puissances active et réactive qu'elle développe. Ces données sont suffisantes pour déterminer la f.é.m. d'excitation E_f et le courant d'excitation I_f qui assurent ce régime ainsi que les courants inverse et homopolaire.

La force électromotrice d'excitation de la phase A est

$$\dot{E}_f = \dot{U}_{A1} + \underline{Z}_1 \dot{I}_{A1},$$

où $\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1$ est l'impédance de l'enroulement d'induit dont les composantes dans une machine à pôles lisses sont $R_1 = R$ et $X_1 = X_\sigma + X_a$, alors que pour une machine à pôles saillants elles sont déterminées d'après les valeurs données de U_{A1}, I_{A1} et φ, en se servant des indications données au chap. 55.

Les courants inverse et homopolaire sont $\dot{I}_{A2} = -\dot{U}_{A2}/\underline{Z}_2$ et $\dot{I}_{A0} = -\dot{U}_{A0}/\underline{Z}_0$.

Le champ produit par les courants inverses induit dans les circuits rotoriques des courants importants de double fréquence qui peuvent provoquer un échauffement inadmissible du rotor. Les courants inverses déterminent la possibilité de fonctionnement pour un déséquilibre donné des tensions. Un service continu de gros alternateurs synchrones n'est possible que si le courant inverse est, en unités relatives, inférieur à 0,1 ou 0,2, c'est-à-dire pour $I_{*2} = I_2/I_n < 0{,}1$ à $0{,}2$.

La valeur admissible de la tension inverse est encore plus petite $U_{*2} = |\underline{Z}_{*2}| I_{*2} < |\underline{Z}_{*2}|$ (0,1 à 0,20) = 0,015 à 0,05 car généralement $|\underline{Z}_{*2}| \approx X_{*2} = 0{,}15$ à 0,25. Cela signifie que le service continu de la machine synchrone interconnectée n'est possible que dans le cas où les tensions sont pratiquement équilibrées, lorsque la tension inverse n'est pas supérieure à $U_{*2}/U_{*1} = 0{,}015$ à 0,05 (la tension directe est toujours proche de la tension nominale, c'est-à-dire que $U_{*1} = 1{,}0$).

§ 61-7. Fonctionnement d'un alternateur synchrone isolé en charge déséquilibrée

Un régime déséquilibré peut être donné par un système déséquilibré d'impédances de charge $\underline{Z}_A \neq \underline{Z}_B \neq \underline{Z}_C$ et par leur couplage. Supposons que les impédances sont couplées en étoile avec neutre sorti et raccordé au point neutre de l'enroulement d'induit (fig. 61-5, *a*). Alors les tensions de phase de l'enroulement d'induit

peuvent être exprimées par ces impédances et les courants de phase

$$\dot{U}_A = \dot{I}_A \underline{Z}_A ; \quad \dot{U}_B = \dot{I}_B \underline{Z}_B ; \quad \dot{U}_C = \dot{I}_C \underline{Z}_C . \qquad (61\text{-}13)$$

En confrontant les relations (61-11) et (61-13), en exprimant les courants figurant dans (61-13) par les composantes symétriques et en admettant que la f.é.m. d'excitation est donnée $\dot{E}_f = E_f$, on peut résoudre le système d'équations ainsi obtenu par rapport aux composantes symétriques des courants. Dans le cas d'une machine à

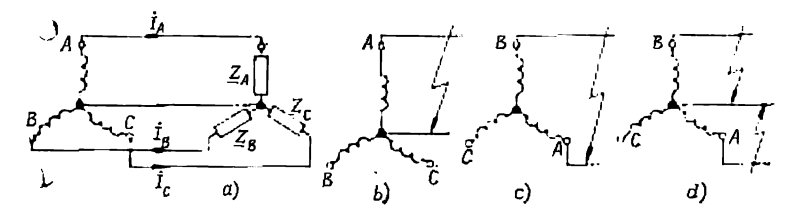


Fig. 61-5. Couplages en charge déséquilibrée :
a, cas général ; *b*, court-circuit monophasé ; *c*, court-circuit biphasé ; *d*, double court-circuit monophasé.

pôles lisses non saturée pour laquelle $\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1$ est connue à l'avance et indépendante de l'angle β, les équations s'écrivent et se résolvent le plus simplement :

$$\left.\begin{aligned} E_f &= (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_A)\,\dot{I}_{A1} + (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_A)\,\dot{I}_{A2} + (\underline{Z}_0 + \underline{Z}_A)\,\dot{I}_{A0} ; \\ E_f\underline{a}^2 &= (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_B)\,\underline{a}^2\dot{I}_{A1} + (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_B)\,\underline{a}\dot{I}_{A2} + (\underline{Z}_0 + \underline{Z}_B)\,\dot{I}_{A0} ; \\ E_f\underline{a} &= (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_C)\,\underline{a}\dot{I}_{A1} + (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_C)\,\underline{a}^2\dot{I}_{A2} + (\underline{Z}_0 + \underline{Z}_C)\,\dot{I}_{A0} . \end{aligned}\right\} \qquad (61\text{-}14)$$

Par conséquent,

$$\dot{I}_{A1} = \frac{\underline{D}_1}{\underline{D}} ; \quad \dot{I}_{A2} = \frac{\underline{D}_2}{\underline{D}} ; \quad \dot{I}_{A0} = \frac{\underline{D}_0}{\underline{D}} , \qquad (61\text{-}15)$$

où

$$\underline{D} = \begin{vmatrix} \underline{Z}_1 + \underline{Z}_A & \underline{Z}_2 + \underline{Z}_A & \underline{Z}_0 + \underline{Z}_A \\ (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_B)\,\underline{a}^2 & (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_B)\,\underline{a} & \underline{Z}_0 + \underline{Z}_B \\ (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_C)\,\underline{a} & (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_C)\,\underline{a}^2 & \underline{Z}_0 + \underline{Z}_C \end{vmatrix}$$

est le déterminant du système (61-14) ;

$\underline{D}_1$, $\underline{D}_2$, $\underline{D}_0$ sont des déterminants obtenus à partir du déterminant $\underline{D}$ en remplaçant la colonne comprenant les coefficients du courant inconnu par la colonne de termes constants E_f, $E_f\underline{a}^2$ et $E_f\underline{a}$. Par exemple, le déterminant $\underline{D}_1$ s'obtient à partir de D en remplaçant

la colonne $\underline{Z}_1 + \underline{Z}_A$ par la colonne E_f, $(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_B)\,\underline{a}^2$ par $E_f\underline{a}^2$ et $(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_C)\,\underline{a}$ par $\dot{E}_f\underline{a}$.

Après avoir calculé les courants, on peut déterminer à l'aide de (61-11) les tensions et leurs composantes symétriques.

§ 61-8. Courts-circuits permanents déséquilibrés

1. Court-circuit monophasé (fig. 61-5, *b*). — Le court-circuit monophasé est un cas particulier de la charge déséquilibrée (dans ce cas $\underline{Z}_A = 0$, $\underline{Z}_B = \underline{Z}_C = \infty$). Cependant pour déterminer le courant de court-circuit il est plus simple d'utiliser non pas (61-14), mais (61-11) ayant en vue que $\dot{U}_A = 0$, $\dot{I}_B = \dot{I}_C = 0$, $\dot{E}_f = E_f$. D'abord, il faut exprimer les composantes symétriques des courants par le court-circuit cherché de la phase A

$$\dot{I}_{A0} = (\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C)/3 = \dot{I}_A/3\,;$$

$$\dot{I}_{A1} = (\dot{I}_A + \dot{I}_B\underline{a} + \dot{I}_C\underline{a}^2)/3 = \dot{I}_A/3\,;$$

$$\dot{I}_{A2} = (\dot{I}_A + \dot{I}_B\underline{a}^2 + \dot{I}_C\underline{a})/3 = \dot{I}_A/3.$$

Après cela il est facile de trouver à partir de (61-11) le courant de court-circuit monophasé pour la phase A

$$\dot{I}_A = \frac{3\dot{E}_f}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_0}\,; \quad I_A \approx \frac{3E_f}{X_1 + X_2 + X_0}\,. \qquad (61\text{-}16)$$

2. Court-circuit biphasé (fig. 61-5, *c*). — En cas d'un tel court-circuit la tension composée $\dot{U}_{AB} = \dot{U}_B - \dot{U}_A = 0$ et de plus les courants de court-circuit dans les phases A et B sont identiques $\dot{I}_B = -\dot{I}_A$ et le courant dans la phase C est nul $\dot{I}_C = 0$. On exprime les composantes symétriques des courants par le courant de court-circuit

$$\dot{I}_{A0} = \frac{1}{3}(\dot{I}_A + \dot{I}_B) = 0\,; \quad \dot{I}_{A1} = \frac{\dot{I}_A}{3}(1 - \underline{a}) = \frac{\dot{I}_A}{\sqrt{3}}\,e^{-j30°}\,;$$

$$\dot{I}_{A2} = \frac{\dot{I}_A}{3}(1 - \underline{a}^2) = \frac{\dot{I}_A}{\sqrt{3}}\,e^{+j30°}\,;$$

$$\dot{I}_{B1} = \dot{I}_{A1}\underline{a}^2 = -\dot{I}_{A2}\,; \quad \dot{I}_{B2} = \dot{I}_{A2}\underline{a} = -\dot{I}_{A1}.$$

Puis, en se servant de (61-11), on peut écrire l'équation pour la tension composée $\dot{U}_{AB}$

$$\dot{U}_{AB} = \dot{U}_B - \dot{U}_A = E_f(\underline{a}^2 - 1) - \underline{Z}_1(\dot{I}_{B1} - \dot{I}_{A1}) - \underline{Z}_2(\dot{I}_{B2} - \dot{I}_{A2}) = 0,$$

dans laquelle

$$\dot{I}_{B1}-\dot{I}_{A1}=-\dot{I}_{A2}-\dot{I}_{A1}=-\dot{I}_A;$$
$$\dot{I}_{B2}-\dot{I}_{A2}=-\dot{I}_{A1}-\dot{I}_{A2}=-\dot{I}_A;$$
$$1-\underline{a}^2=+\sqrt{3}\,e^{j30^\circ}.$$

En résolvant cette équation, on trouve le courant de court-circuit biphasé

$$\dot{I}_A=\frac{\sqrt{3}\,E_f e^{j30^\circ}}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_2};\qquad I_A\approx\frac{\sqrt{3}\,E_f}{X_1+X_2}. \tag{61-17}$$

3. Double court-circuit monophasé (fig. 61-5, *d*). — C'est le cas où deux phases sont mises en court-circuit de sorte que les tensions $\dot{U}_A=0$, $\dot{U}_B=0$ et le courant dans la phase C est nul $I_C=0$. On exprime les composantes symétriques des courants par les courants de court-circuit identiques dans les phases A et B:

$$\dot{I}_{A0}=\frac{\dot{I}_A+\dot{I}_B}{3};\qquad \dot{I}_{A1}=\frac{\dot{I}_A+\underline{a}\dot{I}_B}{3};\qquad \dot{I}_{A2}=\frac{\dot{I}_A+\underline{a}^2\dot{I}_B}{3}.$$

En résolvant le système d'équations pour les tensions $\dot{U}_A=0$ et $\dot{U}_B=0$ obtenu à l'aide de (61-11) et en négligeant les composantes actives des impédances $\underline{Z}_1$, $\underline{Z}_2$ et $\underline{Z}_0$, on trouve les courants de double court-circuit monophasé

$$\dot{I}_A=-\frac{jE_f\sqrt{3}\,(X_2e^{-j30^\circ}+X_0e^{j30^\circ})}{X_1X_2+X_0X_1+X_2X_0};$$
$$I_A=\frac{\sqrt{3}\,E_f\sqrt{X_2^2+X_0^2+X_2X_0}}{X_1X_2+X_0X_1+X_2X_0}. \tag{61-18}$$

CHAPITRE 62

DESCRIPTION DE LA CONSTRUCTION ET CARACTÉRISTIQUES TECHNIQUES DES ALTERNATEURS, DES MOTEURS ET DES COMPENSATEURS SYNCHRONES FABRIQUÉS EN U.R.S.S.

§ 62-1. Turbo-alternateurs

Les turbo-alternateurs sont presque toujours bipolaires ($2p = 2$) et fonctionnent à une vitesse de 3000 tr/mn (à 50 Hz). L'axe de rotation de l'arbre est horizontal. Le rotor est à pôles lisses. Les turbo-alternateurs d'une puissance inférieure à 30 MVA comportent généralement un système de refroidissement indirect par air. En circulant à l'intérieur d'un système de ventilation en circuit fermé, l'air s'échauffe lors du mouvement le long des parties actives de la machine et cède sa chaleur dans les échangeurs de chaleur (aéroréfrigérants) refroidis par l'eau. La vue en coupe d'un turbo-alternateur refroidi à l'air est donnée par la figure 51-12, sa construction est décrite aussi au § 51-12.

Avant l'utilisation du refroidissement par l'hydrogène (c'est-à-dire à peu près avant 1950), les turbo-alternateurs de la série T2 à refroidissement indirect par air étaient construits pour une puissance de 0,5 à 100 MW (v. tableau 62-1);

Tableau 62-1

Caractéristiques techniques des turbo-alternateurs bipolaires de la série T2 à refroidissement indirect par air et des séries TB, TB2 à refroidissement indirect par hydrogène

Type	U_n, kV	Rendement, %	Réactances, %				Longueur, m	Largeur, m	Masse, t
			x''_d	x_d	x_2	x_0			
T2-0,5-2	0,4	92,0	14,5	147	17,7	5,5	2,89	1,60	7
T2-1,5-2	0,4	94,3	14,8	157	18,0	5,5	3,61	1,53	10,8
T2-6-2	6,3	96,5	12,0	164	14,7	6,7	4,91	2,18	26
T2-12-2	6,3	97,2	11,5	186	14,0	5,5	6,11	2,34	39
TB2-30-2	10,5	98,3	15,2	254	18,5	6,7	9,57	3,40	92,5
TB2-60-2	10,5	98,5	13,2	220	19,1	6,7	10,80	4,14	153,5
TB2-100-2	13,8	98,7	13,8	180	16,8	8,2	13,25	4,40	—

actuellement les machines d'une puissance supérieure à 25 MW sont remplacées par des machines à refroidissement par l'hydrogène. La désignation du type de turbo-alternateur indiquée dans le tableau 62-1 signifie: le nombre qui suit le symbole de la série indique la puissance active du turbo-alternateur en mégawatts, le dernier chiffre désigne le nombre de pôles de la machine ($2p = 2$).

Lorsque la ventilation se fait en circuit fermé (v. § 33-3), pour le refroidissement des machines électriques on peut utiliser non seulement l'air mais aussi l'hydrogène dont les propriétés thermiques sont meilleures que celles des autres gaz.

Dans les conditions d'exploitation des machines, on parvient à maintenir la pureté de l'hydrogène à près de 97 % (en volume). Les 3 % restants sont constitués par les vapeurs d'eau et l'air. A une surpression de $0,05 \cdot 10^5$ Pa la densité de ce mélange gazeux est d'environ 8 fois plus petite que celle de l'air. Le coefficient de transmission de chaleur entre la surface à refroidir et l'hydrogène est 1,35 fois plus grand et la conductibilité thermique est d'environ 5 fois plus élevée que celle de l'air. Grâce à ces propriétés, le refroidissement indirect par l'hydrogène présente les avantages suivants:

1. Les pertes par ventilation et par frottement du rotor dans le gaz de refroidissement diminuent d'environ 8 fois. Dans les turbo-alternateurs d'une puissance de 25 à 100 MW dans lesquels ces pertes constituent en cas de refroidissement à l'air 25 à 50 % de toutes les pertes, le passage au refroidissement par l'hydrogène permet d'élever le rendement d'environ 0,9 à 1,0 %.

2. La haute conductibilité thermique de l'hydrogène fait pratiquement disparaître des écarts de température liés à la présence d'intervalles de gaz dans l'isolation ainsi qu'entre l'isolation et la paroi de l'encoche. Le coefficient de transmission de chaleur de l'isolation devient environ 1,3 fois plus grand. En même temps, le coefficient de transmission de chaleur entre la surface à refroidir et le gaz augmente d'environ 1,35 fois.

Pour les mêmes échauffements admissibles des enroulements statorique et rotorique et les mêmes dimensions principales de la machine, cela permet d'augmenter de 1,2 fois la puissance des turbo-alternateurs.

3. La fiabilité et la durée de vie de l'isolation sont plus élevées grâce à l'absence d'oxydation, d'impuretés et d'humidité ainsi que du fait de la couronnisation moins nuisible pour l'isolation dans l'hydrogène que dans l'air.

4. Le danger d'incendie des enroulements est éliminé parce que l'hydrogène ne maintient pas la combustion.

5. La surface requise des réfrigérants de gaz est moins grande en cas de refroidissement par l'hydrogène qu'en cas de refroidissement par l'air.

Le mélange d'hydrogène et d'air devient explosif lorsque la teneur de l'hydrogène est comprise entre 7 et 70 %. Par conséquent, la première condition à réaliser pour assurer la sécurité de fonctionnement de la machine est le maintien de l'hydrogène à l'intérieur de la machine dans un état de pureté suffisant. L'hydrogène est maintenu à l'intérieur de la carcasse sous une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique. La surpression minimale doit être de $0,05 \cdot 10^5$ Pa. Une telle surpression permet d'exclure la pénétration de l'air à l'intérieur de la machine à travers des défauts d'étanchéités inévitables et les joints à l'huile des bouts d'arbre. La constitution de ces derniers est montrée à la figure 62-1.

La carcasse de la machine refroidie à l'hydrogène doit avoir une solidité mécanique suffisante pour que la pression de l'explosion, si celle-ci se produit malgré tout, n'endommage pas la machine. La carcasse et les flasques de la machine doivent être prévus avec une certaine marge de sécurité pour une pression de $8 \cdot 10^5$ Pa.

L'exploitation des machines à refroidissement par l'hydrogène exige d'assurer les approvisionnements systématiques en hydrogène qui est transporté dans des bouteilles sous une pression de près de $150 \cdot 10^5$ Pa. Dans les machines refroidies par l'hydrogène les réfrigérants de gaz à surface sont incorporés soit dans la carcasse du stator (fig. 62-2 et 62-3), soit dans les flasques du stator (v. fig. 62-9).

Le schéma de la circulation de l'hydrogène dans la machine peut être compris à l'aide de la figure 62-5 si l'on admet que le refroidissement de l'enroulement statorique représenté dans cette figure est inexistant. La partie supérieure du schéma montre le passage du gaz froid vers les compartiments du bâti à travers lesquels le gaz passe par des canaux radiaux du stator vers l'entrefer de la machine. Sur la partie inférieure de la figure, les flèches en traits interrompus indiquent les entrées du gaz chaud dans les réfrigérants *2* et plus loin (flèches en traits pleins) le chemin du gaz refroidi refoulé par le ventilateur *1* vers les cavités des têtes de bobines et vers les réfrigérants de gaz.

D'après le nombre de compartiments du gaz chaud, ce système de ventilation est dit à six voies.

Dans les turbo-alternateurs à refroidissement indirect, le rotor est refroidi par l'hydrogène à l'extérieur. Dans ces conditions on n'arrive pas à éviter des écarts de température considérables dans l'isolation des encoches. C'est en augmentant la pression de l'hydrogène dans la machine que l'on peut obtenir une réduction ultérieure de l'échauffement des enroulements qui permet d'élever la puissance pour les mêmes dimensions principales de la machine. Pourtant l'augmentation de la pression conduit seulement à la réduction de l'écart de température entre la surface à refroidir et le gaz et à la diminution de l'échauffement du gaz (qui varie approximativement en raison inverse de la pression), mais elle est sans effet sur les autres écarts de température qui s'observent dans les machines à refroidissement indirect. Une augmentation possible de la puissance d'une machine à refroidissement indirect obtenue grâce à l'élévation de la pression de l'hydrogène est caractérisée par le tableau 62-2.

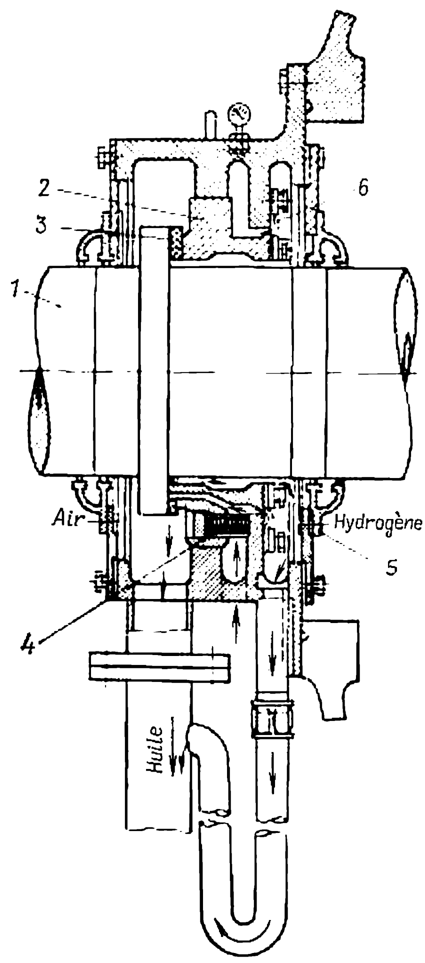


Fig. 62-1. Constitution du joint à l'huile :

1, arbre du rotor ; 2, coussinet d'étanchéité; 3, métal blanc ; 4, ressorts de pression ; 5, joint-labyrinthe ; 6, rondelle d'étanchéité.

Aux turbo-alternateurs refroidis par l'hydrogène sous une surpression de $0{,}05 \cdot 10^5$ Pa on peut imposer une charge linéaire $A = (7{,}3$ à $8{,}0) \cdot 10^4$ A/m plus grande que celle admise dans le cas de refroidissement par l'air.

Les caractéristiques techniques des turbo-alternateurs des séries TB, TB2 à refroidissement indirect par l'hydrogène sous une surpression de $0{,}05 \cdot 10^5$ Pa sont indiquées dans le tableau 62-1.

Pour les dimensions maximales admissibles du rotor (le diamètre de 1,1 à 1,15 m et la longueur de la partie active de 6,5 m) qui sont déterminées par des contraintes mécaniques admissibles dans le matériau du rotor et par la possibilité d'obtenir des valeurs acceptables de la vitesse de rotation critique (v. § 34-3), la puissance unitaire maximale d'un turbo-alternateur refroidi par l'hydrogène d'une façon indirecte (sous une surpression de $0{,}05 \cdot 10^5$ Pa) ne dépasse pas 150 MW.

L'augmentation de la pression de l'hydrogène dans le cas de refroidissement indirect ne permet pas de réduire l'écart de température dans l'isolation à la masse. C'est pourquoi l'augmentation de la surpression jusqu'à environ $2 \cdot 10^5$ Pa ne permet de porter la puissance limite d'un turbo-alternateur à refroidissement indirect qu'à 200 MW.

Une réduction ultérieure de l'écart de température entre l'enroulement et le milieu réfrigérant, pour une puissance donnée, ou l'augmentation de la puissance, pour une surélévation de température donnée, ne devient possible

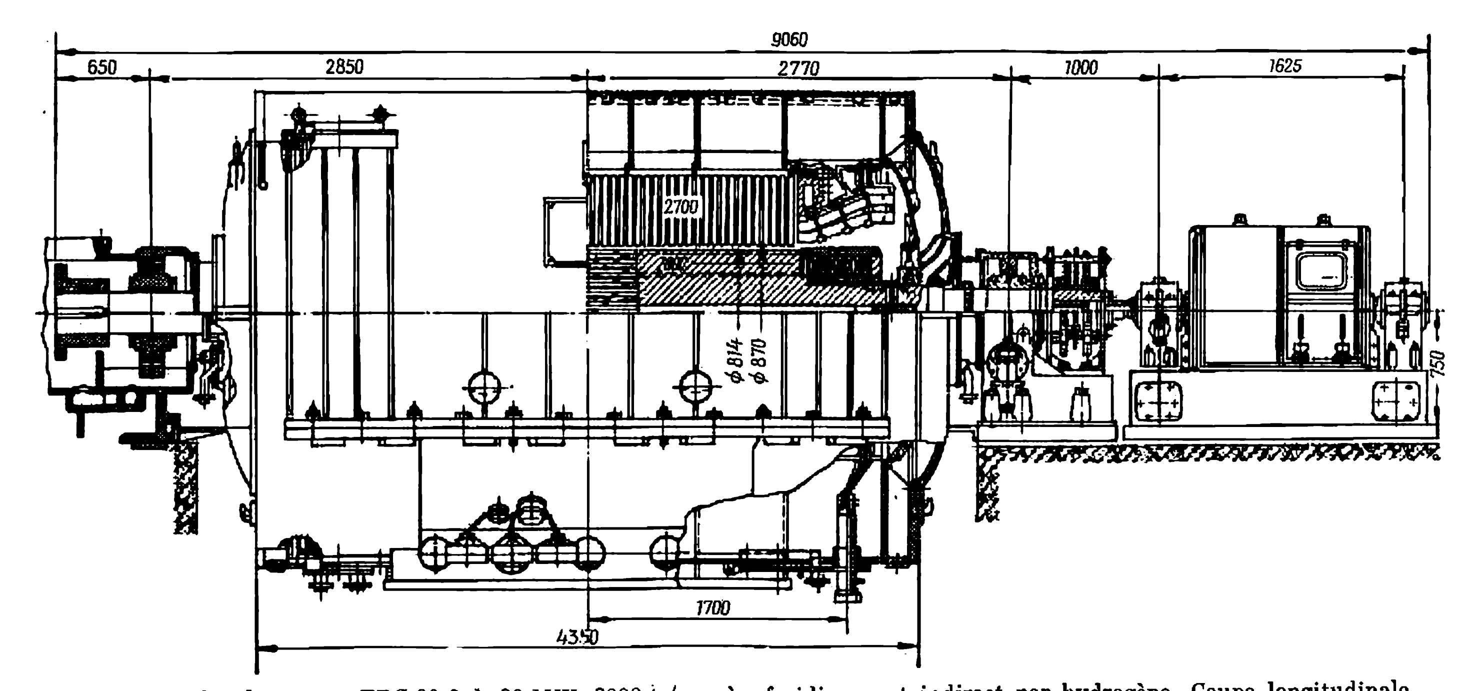


Fig. 62-2. Turbo-alternateur TBC-30-2 de 30 MW, 3000 tr/mn, à refroidissement indirect par hydrogène. Coupe longitudinale.

Surpression de l'hydrogène, 10^5 Pa	0,035	0,5	1,05	2,1
Taux de surcharge par rapport à la puissance pour $0{,}035 \cdot 10^5$ Pa	1	1,07	1,15	1,25

que si l'on utilise le refroidissement direct (interne). Même pour une surpression de $0{,}05 \cdot 10^5$ Pa la surélévation de température de l'enroulement vaut, par suite

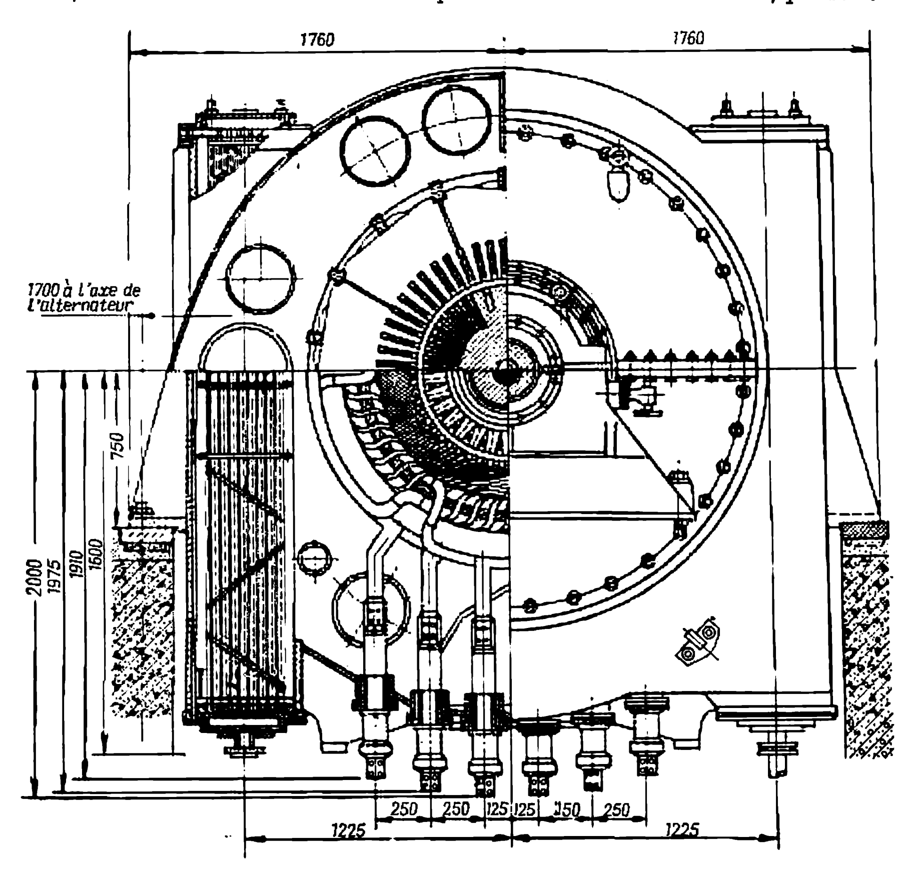


Fig. 62-3. Turbo-alternateur TBC-30-2 de 30 MW, 3000 tr/mn, à refroidissement indirect par hydrogène. Coupe transversale.

de la suppression de l'écart de température dans l'isolation, près de 50 % de l'écart dans le refroidissement indirect. Pour une surpression de $2 \cdot 10^5$ Pa, cet écart ne constitue que 20 % de celui dans le refroidissement indirect.

Si l'on conserve la surélévation de température au niveau précédent, la puissance de la machine peut être augmentée de $\sqrt{100/20} \approx 2{,}4$ fois, c'est-à-dire

portée à 350 ou même 500 MW. La puissance de la machine admissible d'après l'échauffement varie en fonction de la pression de l'hydrogène plus fortement dans le refroidissement direct que dans le refroidissement indirect (tableau 62-3).

Tableau 62-3

Surpression de l'hydrogène, 10^5 Pa	0,035	0,7	1,4	2,1	2,8	4,2
Puissance en % de la puissance pour une surpression de $2,1 \cdot 10^5$ Pa	40	62	83	100	112	123

Le transfert de chaleur d'une surface échauffée au fluide réfrigérant est bien meilleur pour un liquide (eau, huile pour transformateurs) que pour un gaz (hydrogène). En effet, pour les mêmes écarts de température et les mêmes valeurs pratiquement acceptables de la vitesse de déplacement du fluide réfrigérant dans les canaux, l'huile est apte à évacuer de 5,5 fois et l'eau de 41,7 fois plus de la chaleur que l'hydrogène sous une surpression de $2,0 \cdot 10^5$ Pa. Le refroidissement de l'enroulement statorique par circulation de liquide permet de diminuer la section des canaux pour le fluide réfrigérant, d'augmenter la densité de courant dans l'enroulement, si cela est justifié économiquement, ou de réduire fortement (de 2 ou 3 fois) la surélévation de température de l'enroulement si la densité de courant reste inchangée. Dans le dernier cas, la diminution de la température de l'enroulement entraîne une réduction notable de la résistivité électrique et des pertes principales dans l'enroulement.

Pourtant l'utilisation du refroidissement par circulation de liquide seulement pour l'enroulement statorique ne permet pas d'élever la puissance de la machine car elle est limitée par le rotor. Une augmentation ultérieure de la puissance jusqu'à 1000 MW et plus n'est possible que si l'on assure le refroidissement par l'eau distillée tant de l'enroulement statorique que de l'enroulement rotorique.

Dans les turbo-alternateurs à refroidissement direct la charge linéaire peut être notablement augmentée (tableau 62-4).

Tableau 62-4

Charge linéaire A dans les turbo-alternateurs à refroidissement direct

P_n, MW	100	200	300	500	800
A, kA/m	110	135	150	175	200

Actuellement on utilise en U.R.S.S. quatre systèmes suivants de refroidissement direct (interne) des enroulements des turbo-alternateurs:

1) le système axial de refroidissement de l'enroulement statorique, de l'enroulement rotorique et de l'armature du stator par l'hydrogène sous pression (fig. 62-4);

2) le système radial à plusieurs voies de refroidissement du turbo-alternateur par l'hydrogène sous pression dans lequel le refroidissement de l'enroulement rotorique est direct et celui de l'enroulement statorique est indirect;

3) le système radial à plusieurs voies de refroidissement de l'armature du stator et de l'enroulement du rotor par l'hydrogène combiné avec le refroidissement de l'enroulement du stator par circulation d'eau (fig. 62-5);

4) le système de refroidissement des enroulements statorique et rotorique par circulation de liquide (huile ou eau) combiné avec le refroidissement par l'air ou par l'hydrogène des armatures du stator et du rotor et de l'espace intérieur de la machine. Dans certains cas l'armature du stator est refroidie aussi par circulation de liquide.

Dans le premier système (v. fig. 62-4) qui équipe les turbo-alternateurs ТГВ-200 et ТГВ-300 par exemple, la circulation de l'hydrogène à l'intérieur

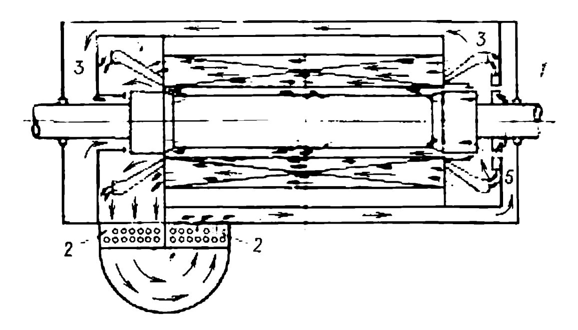


Fig. 62-4. Système axial de refroidissement direct d'un turbo-alternateur.

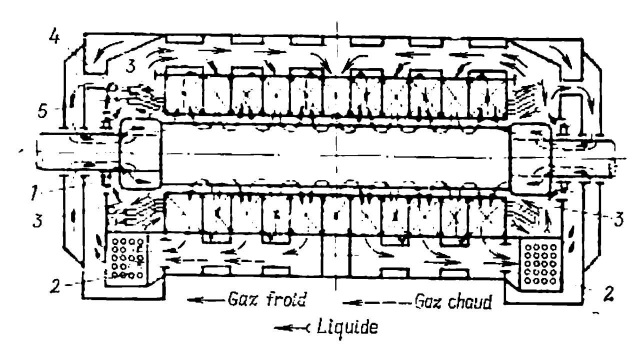


Fig. 62-5. Système radial à plusieurs voies de refroidissement direct par hydrogène de l'armature du stator et de l'enroulement du rotor combiné avec le refroidissement direct par liquide de l'enroulement du stator :

1, ventilateur axial; *2*, réfrigérant de gaz à circulation d'eau; *3*, compartiment à haute pression; *4*, collecteur de liquide froid; *5*, collecteur de liquide chaud.

de la machine est assurée par le compresseur centrifuge *1* calé sur l'arbre du rotor. A partir du compartiment *3* à haute pression, l'hydrogène se répartit de la façon suivante:

a) une partie de l'hydrogène se dirige dans les tubes de ventilation que comportent les barres du stator (fig. 62-6) les refroidit et passe dans le compartiment *4* de gaz chaud (v. fig. 62-4);

b) une partie de l'hydrogène se dirige dans les canaux axiaux de l'armature du stator, la refroidit et passe dans le compartiment *4* (v. fig. 62-4);

c) une partie de l'hydrogène passe sous les frettes de rotor, de deux côtés de la machine, traverse l'intérieur des conducteurs du rotor (v. fig. 62-7), les refroidit et est éjectée, par des évents radiaux, dans l'entrefer et puis dans le

compartiment *4* (v. fig. 62-4). Du compartiment *4*, l'hydrogène passe par le réfrigérant *2* pour être envoyé à l'entrée du compresseur par des canaux spéciaux dans le compartiment *5*.

Dans les deuxième et troisième systèmes (v. fig. 62-5), la circulation de l'hydrogène à l'intérieur de la machine est assurée presque de la même manière

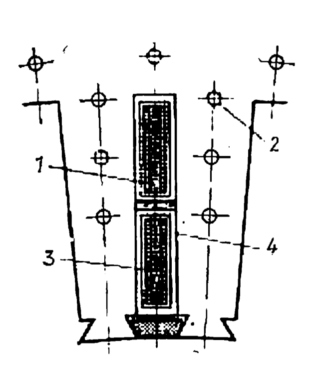


Fig. 62-6. Coupe du stator d'un turbo-alternateur à refroidissement axial direct par hydrogène :
1, tubes pour hydrogène; *2*, canaux axiaux pour refroidissement de l'acier actif; *3*, conducteurs en cuivre; *4*, isolation à la masse.

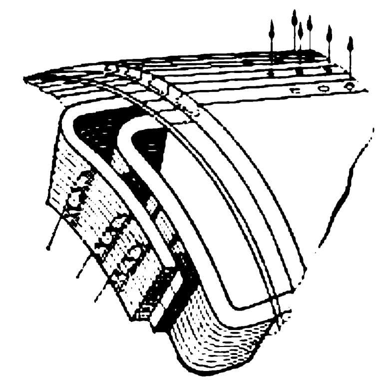


Fig. 62-7. Circulation de l'hydrogène par les canaux de l'enroulement rotorique d'un turbo-alternateur à refroidissement axial direct.

que dans les machines à refroidissement indirect (v. plus haut). La différence réside en ce que l'hydrogène qui arrive dans l'entrefer par des canaux radiaux du stator refroidit non seulement la surface extérieure du rotor mais est aussi

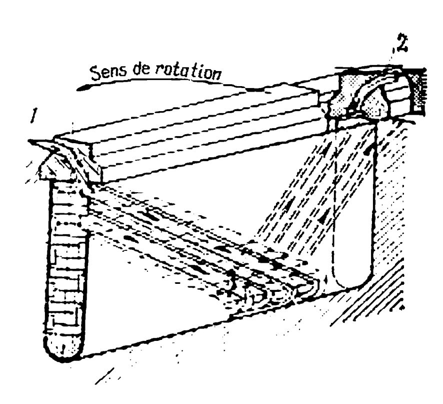


Fig. 62-8. Schéma du refroidissement direct par hydrogène de l'enroulement rotorique d'un turbo-alternateur avec prise de gaz à l'entrefer :
1, entrée du gaz dans les canaux de l'enroulement; *2*, sortie du gaz des canaux de l'enroulement.

dirigé par des prises spéciales à l'intérieur du rotor (fig. 62-8). Puis, en passant par de nombreux canaux inclinés que présente la surface du bobinage rotorique, il le refroidit de deux côtés et est rejeté dans l'entrefer.

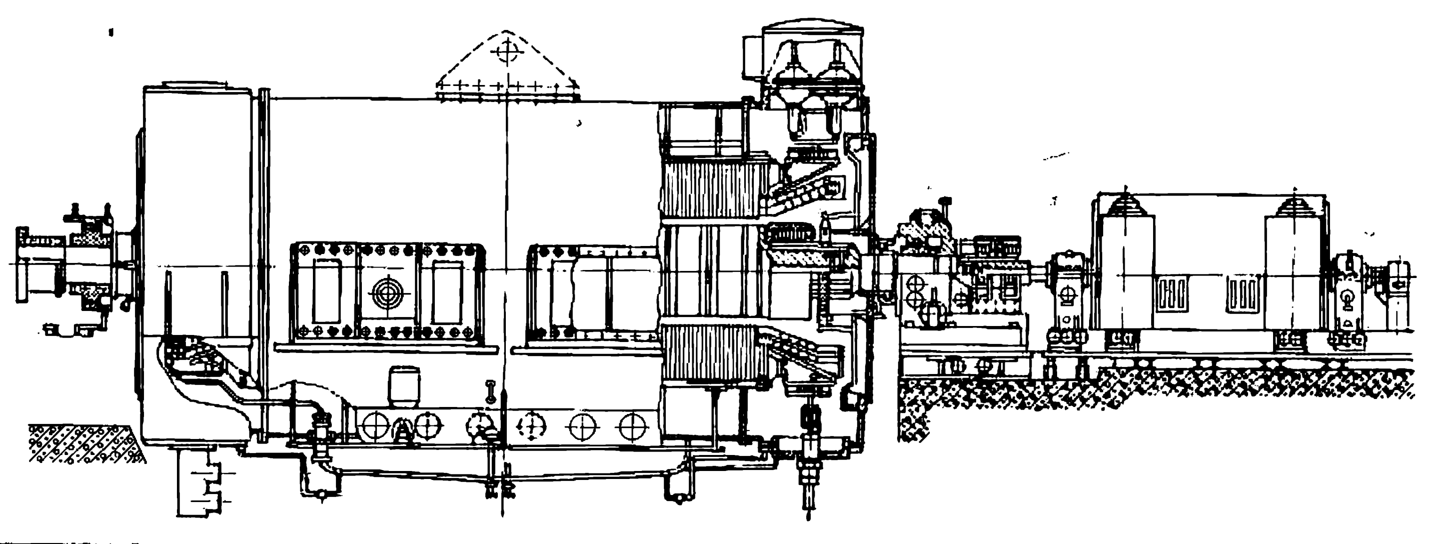


Fig. 62-9. Turbo-alternateur TBB-320-2 à refroidissement direct des enroulements statoriques par eau et de l'enroulement rotorique par hydrogène sous une surpression de $3{,}5 \cdot 10^5$ Pa.

La zone d'admission du gaz dans le rotor coïncide avec la zone d'échappement du gaz des canaux radiaux de ventilation du stator, alors que la zone d'échappement du gaz dans l'entrefer se confond avec la zone d'entrée du gaz dans les canaux du stator. L'enroulement statorique est refroidi par liquide.

La seule différence entre les deuxième et troisième systèmes tient à ce que dans le deuxième système, représenté en U.R.S.S. par les turbo-alternateurs de la série ТВФ, l'enroulement statorique comporte un refroidissement indirect

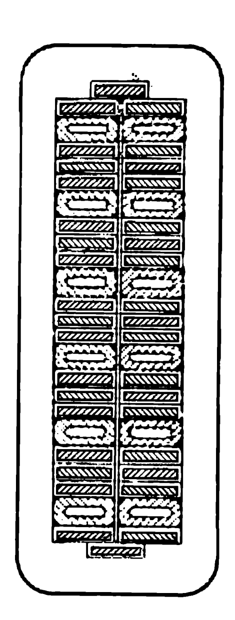


Fig. 62-10. Couple de la barre d'enroulement statorique à refroidissement direct par eau.

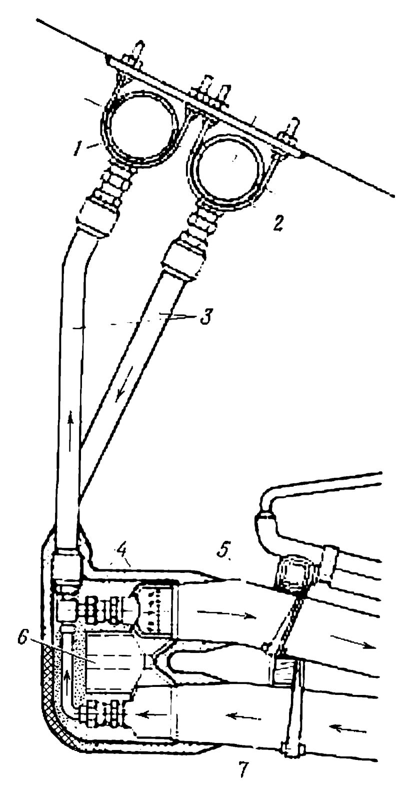


Fig. 62-11. Raccordement des barres du stator aux collecteurs de liquide froid et de liquide chaud :

1, collecteur d'eau chaude ; *2*, collecteur d'eau froide ; *3*, tuyaux flexibles isolants ; *4*, embout distributeur d'eau en cuivre de la barre ; *5*, barre d'amenée d'eau vers l'enroulement ; *6*, connexion électrique entre les embouts des barres ; *7*, barre de sortie d'eau de l'enroulement.

par l'hydrogène alors que dans le troisième système qui est utilisé dans les turbo-alternateurs de la série ТВВ (v. tableau 62-5, fig. 62-9) l'enroulement statorique est refroidi par l'eau circulant à l'intérieur des conducteurs creux de l'enroulement statorique (fig. 62-10) qui sont mis en communication avec les collecteurs *4* de liquide froid et *5* de liquide chaud au moyen des tubulures faites en matériau isolant (v. fig. 62-5). A partir du collecteur *5* le liquide est envoyé dans le réfrigérant et ensuite de nouveau au collecteur *4*. La construction de l'entrée et de la sortie de l'eau est montrée plus en détail à la figure 62-11.

Tableau 6[illegible]

Caractéristiques techniques des turbo-alternateurs bipolaires des séries TBB, TBM à refroidissement direct par l'hydrogène, par l'eau ou par l'huile isolante

Type	Refroidissement		Surpression de l'hydrogène, 10^5 Pa	U_n, kV	Rendement, %	Réactances, %				Dimensions, m		Masse, t
	enroulement statorique	enroulement rotorique				x''_d	x_d	x_2	x_0	Longueur, m	Largeur, m	
TBB-165-2	Eau	Hydrogène	3	18	98,5	21	171	26	10	13,47	4,31	—
TBB-200-2	Eau	Hydrogène	3	15,75	98,6	19	190	23	8,6	13,90	4,31	[illegible]
TBB-320-2	Eau	Hydrogène	3,5	20	98,7	17,2	170	21	8,7	17,18	5,40	[illegible]
TBB-500-2	Eau	Hydrogène	4	20	98,74	24,3	191	29,6	14,7	18,36	4,87	[illegible]
TBB-800-2	Eau	Hydrogène	4	24	98,83	30,5	197	37,2	15,9	20,3	6,9	[illegible]
TBM-300	Huile	Eau	—	20	98,81	20,4	220	—	—	19,77	4,04	303

Le quatrième système de refroidissement est représenté en U.R.S.S. par deux variantes indiquées plus haut. Dans les turbo-alternateurs TГB-500 et TГB-800 on utilise le refroidissement des enroulements statorique et rotorique par l'eau combiné avec le refroidissement par l'hydrogène (à $3\cdot10^5$ Pa) de l'armature du stator et de l'espace intérieur de la machine. Dans les turbo-alternateurs TBM-300, la cavité du stator est remplie d'huile. Le rotor est séparé du stator par un cylindre isolant. L'espace autour du rotor est rempli d'air raréfié. Dans ce turbo-alternateur, l'enroulement et l'armature du stator sont refroidis par l'huile et l'enroulement du rotor par l'eau.

§ 62-2. Hydro-alternateurs et alternateurs synchrones d'usage courant

On appelle **hydro-alternateurs** des alternateurs destinés à être couplés directement avec des turbines hydrauliques.

Le nombre de pôles sur le rotor d'un hydro-alternateur est très grand (de 120 à 8). Le rotor est toujours à pôles saillants (v. § 51-3). L'axe de rotation de l'hydro-alternateur est, à de rares exceptions près, vertical, seules les machines les plus rapides jouissent parfois d'une version à axe horizontal. Dans la disposition à axe vertical, le poids des parties tournantes de l'alternateur et de la turbine ainsi que la pression de l'eau sur la roue réceptrice de la turbine sont supportés par un palier de butée appelé crapaudine. Le palier de butée est placé à l'intérieur d'un croisillon par lequel la force verticale est transmise à la fondation. L'alternateur est du type suspendu (v. fig. 51-2) si son rotor est placé au-dessous de la crapaudine et du type parapluie si son rotor est au-dessus de la crapaudine (fig. 62-12, 62-15).

Les hydro-alternateurs utilisent surtout un refroidissement indirect par air (pour les petits hydro-alternateurs d'une puissance jusqu'à 4000 kVA on admet l'utilisation du système de ventilation propre en circuit ouvert, visible sur la figure 51-2, alors que les hydro-alternateurs plus puissants sont munis d'un système de ventilation propre en circuit fermé avec le refroidissement de l'air dans les aéroréfrigérants comme le montre la figure 62-12).

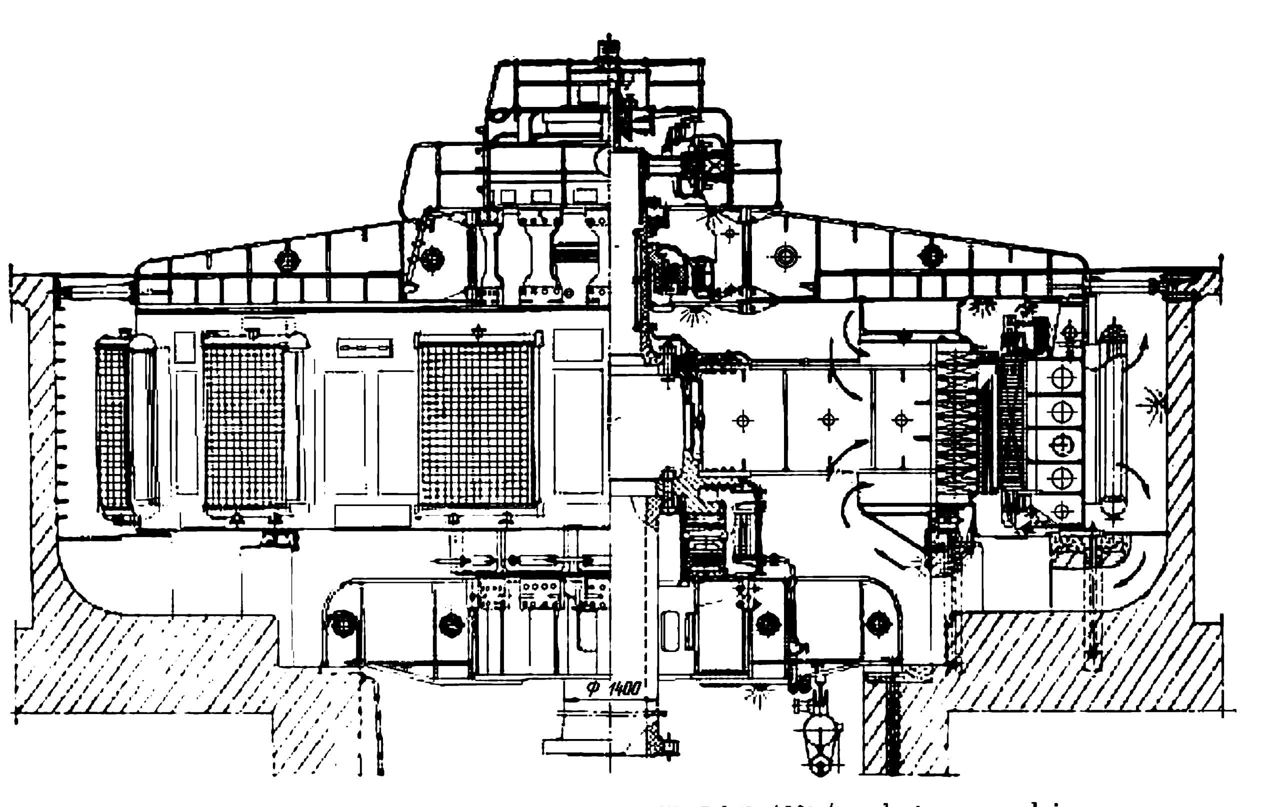


Fig. 62-12. Hydro-alternateur de 150 MW, 15,75 kV, 100tr/mn du type parapluie.

La construction des hydro-alternateurs à refroidissement indirect par air a été décrite au § 51-3. Les puissances par pôle et les charges linéaires sont indiquées dans le tableau 62-6.

Tableau 62-6

Charge linéaire dans les machines à pôles saillants à refroidissement indirect par air

$S_n/2p$, kVA	10	50	200	1000	2000	5000 et plus
A, kA/m :						
pour $p \geqslant 10$	38	45	50	61	67	70
pour $p=4$	32	40	45	49	50	
pour $p=2$	28	32	36	41	45	

Ces dernières années, on commence à utiliser pour les hydro-alternateurs et surtout pour des machines de puissance limite, le *refroidissement direct*. L'hydrogène ne peut pas être utilisé pour le refroidissement des hydro-alternateurs parce que son emploi pose des problèmes insolubles concernant l'étanchéité du volume intérieur de la machine. La solution la plus acceptable pour les hydro-alternateurs est le refroidissement par l'eau distillée. Pour les mêmes dimensions principales, la puissance d'un hydro-alternateur peut être plus de deux fois plus grande avec le refroidissement direct par l'eau qu'avec le refroidissement indirect. La puissance limite des hydro-alternateurs croît dans la même proportion. Le refroidissement direct de l'enroulement statorique par circulation d'eau est réalisé de la même façon que dans les turbo-alternateurs (v. plus haut).

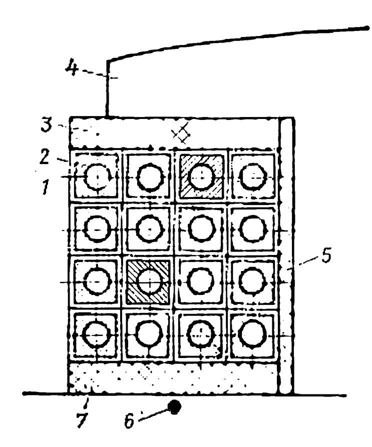


Fig. 62-13. Coupe transversale du pôle d'un hydro-alternateur à refroidissement direct par eau : *1*, isolation du conducteur ; *2*, conducteur creux de l'enroulement d'excitation ; *3*, isolation de l'enroulement par rapport au pôle ; *4*, pôle du rotor ; *5*, isolation de l'enroulement par rapport au pôle ; *6*, jante du rotor ; *7*, isolation de l'enroulement par rapport à la jante du rotor.

La vue en coupe de la pièce polaire d'un hydro-alternateur à refroidissement de l'enroulement par circulation d'eau est montrée à la figure 62-13. L'eau distillée de refroidissement du rotor circule par le canal à l'intérieur des conducteurs de l'enroulement d'excitation. Suivant le trajet de l'eau les spires du bobinage d'excitation sont connectées en série.

Dans un hydro-alternateur à refroidissement des enroulements statorique et rotorique par circulation d'eau, on peut utiliser le refroidissement par l'eau de l'armature du stator (fig. 62-14). Dans ce cas on poinçonne dans les tôles de l'armature *1* des trous pour les tubes *2* par lesquels circule l'eau de refroidissement. Ces tubes sont à placer à la distance minimale de la surface extérieure de l'armature magnétique pour éviter la circulation des courants induits par le champ pulsatoire. Pour réduire la résistance thermique des tubes, on les encastre dans l'armature assemblée. Suivant le trajet de l'eau, les tubes sont raccordés en série-parallèle. Une partie des pertes est évacuée par l'air dans l'entrefer et par l'eau qui refroidit l'enroulement statorique à travers l'isolation de l'enroulement ce qui permet de réduire, dans une certaine mesure, la température des dents.

En plus du refroidissement total par l'eau, on utilise dans les hydro-alternateurs un *système de refroidissement direct mixte* lorsque le stator est refroidi directement par circulation d'eau alors que l'enroulement rotorique est refroidi aussi directement par l'air. L'armature du stator est refroidie dans ce cas aussi par l'air. Le plus répandu est le système de refroidissement direct transversal de l'enroulement d'excitation (utilisé en particulier dans les hydro-alternateurs СВФ 1690/175-64 installés à la centrale de Krasnoïarsk, fig. 62-15, tableau 62-7) dans lequel les canaux *3* (fig. 62-16) pour l'air de refroidissement sont placés transversalement par rapport à l'enroulement d'excitation.

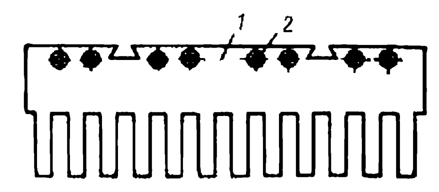


Fig. 62-14. Refroidissement par l'eau de l'armature du stator.

Pour aménager les canaux transversaux, le conducteur de l'enroulement est constitué de deux conducteurs élémentaires dont l'un (*2*) comporte des creux constituant des canaux et l'autre (*1*) a une section constante. L'air est amené aux canaux transversaux de l'enroulement d'excitation depuis les canaux prévus dans la jante du rotor *8* et disposés en regard du creux *6* dans la pièce polaire *5*. La répartition uniforme de l'air entre les canaux transversaux est obtenue à l'aide du canal circulaire *4* prévu à cet effet. La pression nécessaire à la circulation de l'air est assurée par la force centrifuge développée par la colonne d'air entre les entretoises *7* dans les canaux de la jante du rotor *8* et dans les canaux *6* et *4*. Une partie de l'air de refroidissement venant des canaux de la jante dans l'espace interpolaire se mélange avec l'air chaud venant des canaux transversaux et est utilisé pour le refroidissement du stator. L'emploi de canaux transversaux permet d'augmenter la surface de refroidissement de l'enroulement rotorique de 8 à 12 fois.

Les hydro-alternateurs de petite puissance (jusqu'à 3000 kVA) sont construits en U.R.S.S. en série. Des hydro-alternateurs plus puissants sont construits sur commande individuelle. Les différences dans la désignation des types de gros hydro-alternateurs sont liées à leurs particularités constructives:

Tableau 62-7

Caractéristiques techniques de certains hydro-alternateurs des séries ВГС, СВ, СВФ

Type	S_n, MVA	n_n, tr/mn	U_n, kV	Rendement, %	Réactances, %			Exécution [1]	Masse, t	Dimensions, m	
					x_d	x''_d	x_2			diamètre extérieur	hauteur
ВГС375/89-28	9,40	214	6,3	96,4	95	20	20	S	120	4,55	6,0
СВ375/195-12	65,5	500	10,5	97,4	129	16	16	S	283	5,2	10,6
СВ640/170-24	78,8	250	13,8	97,6	106	20	20	S	498	7,5	10,27
СВ800/76-60	18,0	100	10,5	95,7	100	—	40,3	P	350	9,2	6,94
СВ795/230-32	134	187	11,0	98,3	97	18	18	S	810	9,2	11,98
СВ1160/180-72	103,5	83,4	13,8	97,5	89	24	26	S	985	13,1	11,65
СВ1190/250-48	264,7	125	15,7	98,2	107	24	25	S	1300	13,6	10,87
СВФ1690/175-64	590	93,7	15,75	98,2	160	30	31	P	1650	19,1	8,35

[1] S : suspendu ; P : parapluie.

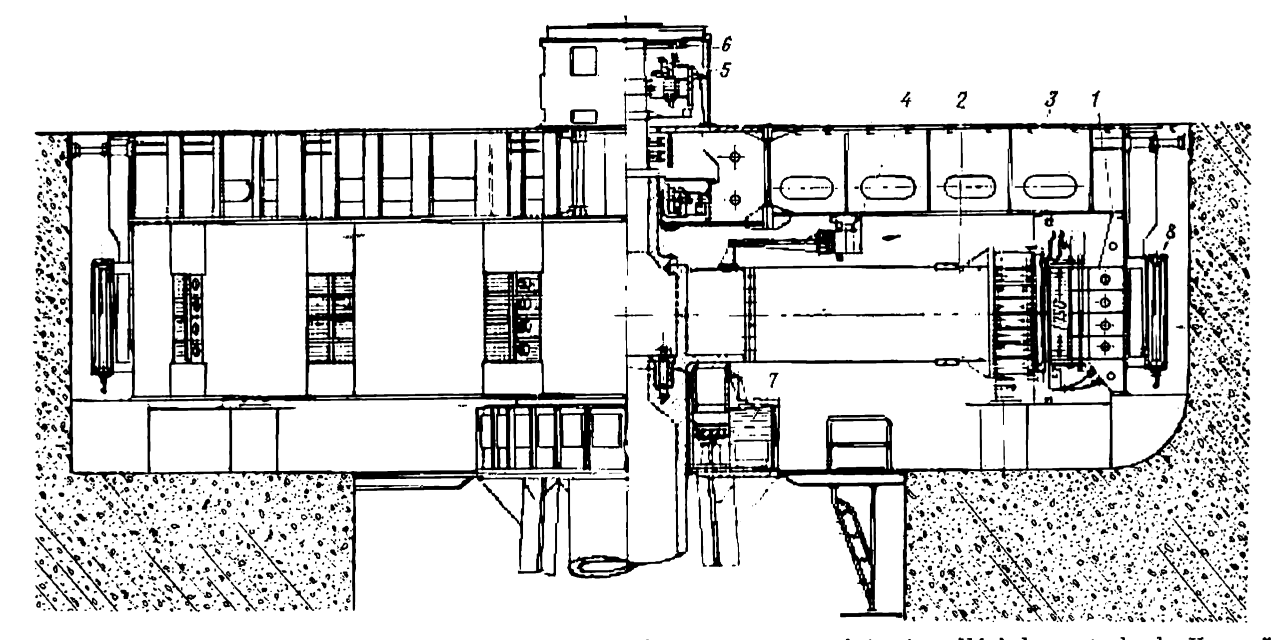


Fig. 62-15. Hydro-alternateur de 500 MW, 15,75 kV, 93,8 tr/mn du type parapluie, installé à la centrale de Krasnoïarsk : *1*, stator ; *2*, rotor ; *3*, croisillon supérieur ; *4*, alternateur auxiliaire ; *5*, excitatrice de l'alternateur auxiliaire ; *6*, générateur du régulateur ; *7*, crapaudine ; *8*, aéroréfrigérant.

СВ, ВГС: les hydro-alternateurs synchrones à axe vertical, du type suspendu ou parapluie, à refroidissement indirect des enroulements par l'air;

СВФ: les hydro-alternateurs synchrones à axe vertical à refroidissement direct de l'enroulement statorique par l'eau et refroidissement forcé de l'enroulement rotorique par l'air.

Le symbole littéral du type d'alternateur est suivi d'une fraction dont le numérateur indique, en centimètres, le diamètre extérieur de l'armature du stator et le dénominateur, sa longueur en centimètres. Le nombre placé après le trait horizontal est celui de pôles.

Le tableau 62-7 donne certaines caractéristuques des hydro-alternateurs construits en U.R.S.S.

Alternateurs synchrones d'usage général.— Ces machines, destinées à être couplées avec des moteurs à combustion interne (diesels) ou avec d'autres machines motrices, sont fabriquées en U.R.S.S. par plusieurs séries: ЕСС, СГД.

Les alternateurs de ces séries sont à pôles saillants, à axe horizontal, à deux paliers flasques ou à bâti de palier, protégés (fig. 62-17) ou ouverts (fig. 62-18) à ventilation propre et comportent plusieurs modifications constructives. Les machines des séries СГД et СГН sont à excitation directe. L'excitatrice est entraînée au moyen d'une courroie trapézoïdale ou est montée à l'extrémité de l'arbre de l'alternateur.

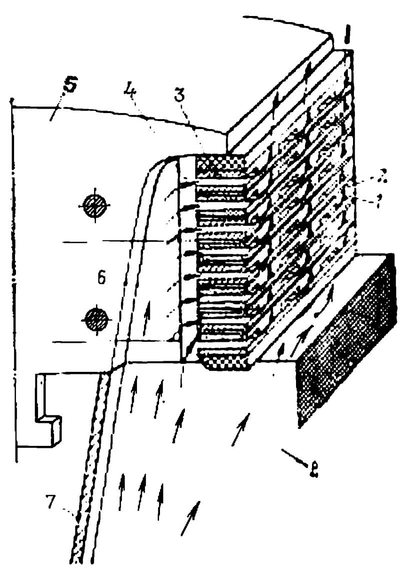


Fig. 62-16. Refroidissement direct par l'air de l'enroulement rotorique d'un hydro-alternateur.

Les alternateurs de la série ЕСС comportent un système d'auto-excitation automatique utilisant des redresseurs (le régulateur de tension est monté sur la carcasse de l'alternateur). Les caractéristiques techniques des alternateurs de ces séries sont indiquées dans le tableau 62-8.

Tableau 62-8

Caractéristiques techniques de certains des séries ЕСС, СГД, СГН (cos φ = 0,8; 50 Hz)

S_n, kVA	n_n, tr/mn	U_n, kV	Rendement, %	Masse, t	Dimensions, m (fig. 62-17, 62-18)	
					longueur	largeur
6,25	1500	0,4	79	0,125	0,56	0,398
15	1500	0,4	86	0,215	0,663	0,469
37,5	1500	0,4	88	0,420	0,865	0,602
93,7	1500	0,4	91	0,725	0,990	0,705
156	500	0,4	90	2,350	1,53	1,26
500	500	6,3	92,4	4,95	3,27	1,73
1560	1000	6,3	95,5	7,45	3,77	1,73
4000	600	6,3	96,4	19,5	4,71	2,25

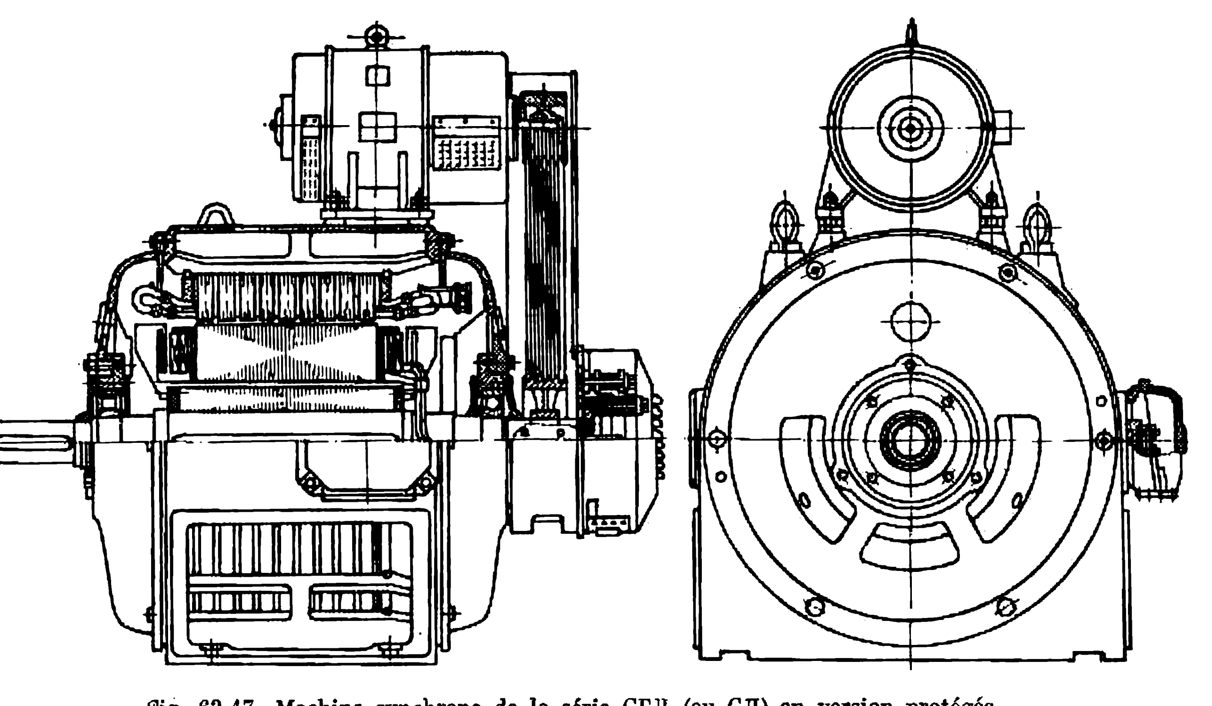


Fig. 62-17. Machine synchrone de la série СГД (ou СД) en version protégée.

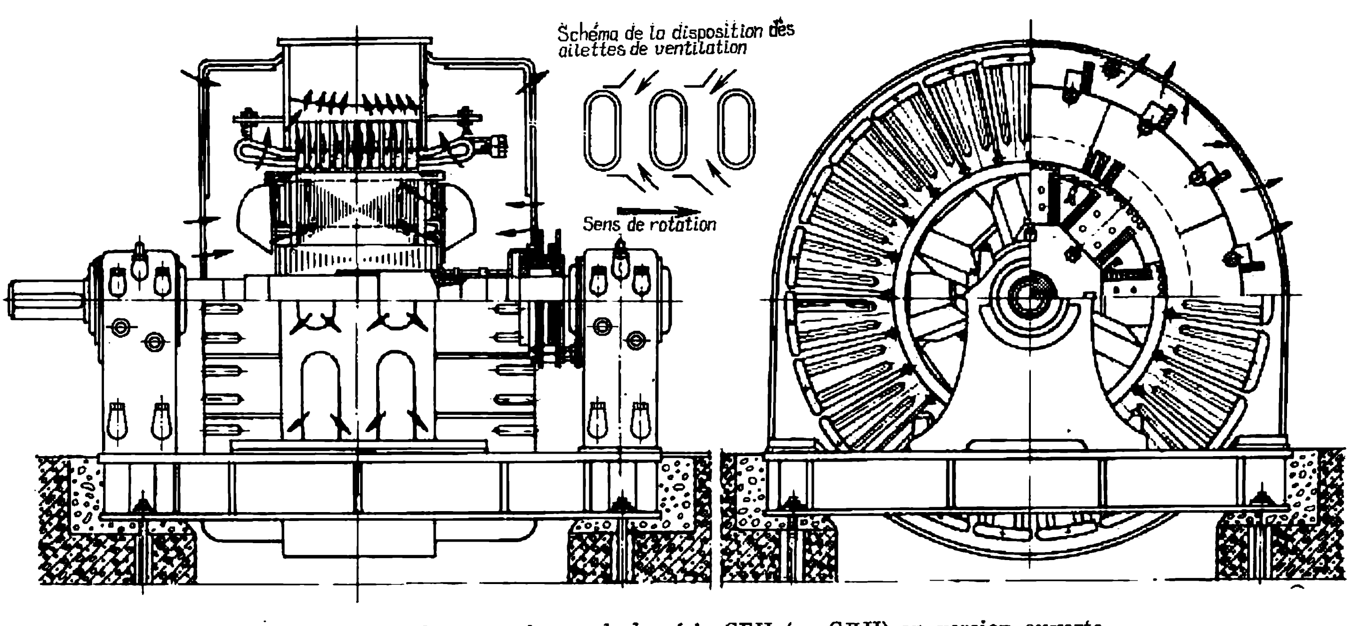


Fig. 62-18. Machine synchrone de la série СГН (ou СДН) en version ouverte.

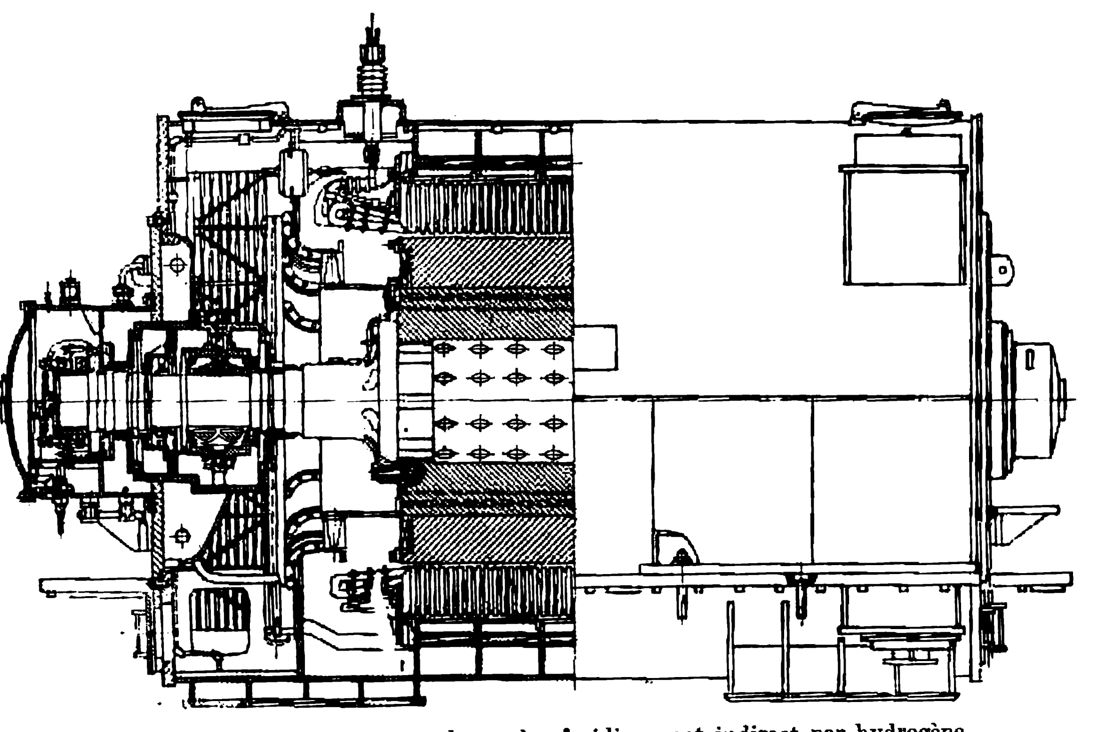


Fig. 62-19. Compensateur synchrone à refroidissement indirect par hydrogène.

§ 62-3. Moteurs synchrones et compensateurs synchrones

Les gros moteurs synchrones sont largement utilisés pour des actionnements industriels et par exemple pour l'entraînement de ventilateurs, de pompes et de génératrices à courant continu lorsque le réglage de la vitesse de rotation n'est pas exigé.

En U.R.S.S. on construit des moteurs synchrones d'usage général par plusieurs séries: СД, СДН. Les moteurs de ces séries sont à pôles saillants, à axe horizontal, à deux paliers flasques (v. fig. 62-17) ou à deux bâtis de palier (v. fig. 62-18) protégés ou ouverts, à refroidissement propre et comportent plusieurs modifications constructives. Les machines des séries СД et СДН sont à excitation directe. L'excitatrice est commandée au moyen d'une courroie trapézoïdale ou est montée directement sur l'arbre.

Les caractéristiques techniques de certains moteurs de ces séries sont indiquées dans le tableau 62-9.

Tableau 62-9

Caractéristiques techniques de certains moteurs des séries СД et СДН ($\cos \varphi_n = 0,9$ en surexcitation, 50 Hz)

P_n, kW	n_n, tr/mn	U_n, kV	Rendement, %	M_{max}/M_n	Caractéristiques de démarrage			Masse, t	Dimensions, m	
					I_d/I_n	M_d/M_n	$M_{0,05}/M_n$		longueur	largeur
75	750	0,38	96	—	5,65	0,93	—	1,07	1,28	0,828
125	500	0,38	90	1,8	3,5	1,2	0,65	2,35	1,53	1,26
400	500	6	92,6	2,2	5,8	1,0	1,4	4,95	3,27	1,73
1 250	1000	6	95,8	2,0	6,3	1,3	1,2	7,45	3,77	1,73
6 300	1000	6	97,1	2,0	6,9	0,95	1,9	23,1	5,08	2,25
10 000	600	6	97,2	2,0	6,0	1,0	1,6	47,0	4,91	3,70

Notes: 1 – I_d, I_n sont les courants d'induit respectifs au démarrage et au régime normal;

2 – M_d, $M_{0,05}$, M_n représentent respectivement le couple au démarrage à = ' et $s = 0,05$ et au régime nominal.

Les caractéristiques techniques des compensateurs synchrones des séries KC et KCB construits en U.R.S.S. sont indiquées dans le tableau 62-10.

Les compensateurs synchrones des séries KC sont du type fermé à refroidissement indirect par air et sont destinés à être installés dans des locaux fermés. Leur ventilation se fait en circuit fermé avec refroidissement de l'air dans les réfrigérants à l'eau installés dans la fosse de fondation. Les compensateurs de la série KCB (fig. 62-19) sont des machines étanches refroidies par l'hydrogène sous une surpression de 10^5 Pa dans les compensateurs KCB-50 et de $2 \cdot 10^5$ Pa dans les compensateurs KCB-100 et KCB-160. L'hydrogène est refroidi par les réfrigérants disposés dans les parties frontales du stator. Le démarrage asynchrone des compensateurs se fait sous une tension réduite au moyen d'une réactance (à 40 % pour KCB-100 et KCB-160 et à 50 % pour les autres compensateurs).

Caractéristiques techniques des compensateurs synchrones des séries KC et KCB

Type	S_n, MVA	U_n, kV	n_n, tr/mn	Réactances inductives, %				Pertes, kW	Caractéristiques de démarrage à U_n			Masse, t	Dimensions, m	
				X_d	X'_d	X''_d	X_0		I_d/I_n	M_d/M_b	$M_{0,05}/M_b$		longueur	largeur
KC10-6	10	6,6	1000	185	32	22	10	283	5	1,0	1,3	38,5	4,92	3,2
KC15-6	15	6,6	1000	176	30	20	10	355	5,85	1,4	1,4	48,5	5,5	3,2
KC30-11	30	10,5	750	160	36	22	9,4	532	4,6	1,4	1,4	100	8,09	3,84
KCB50-11	50	11,0	750	270	47	30	14	700	4,0	0,8	0,9	145	6,3	4,3
KCB100-11	100	11,0	750	210	40	20	10	1350	5,2	1,5	1,2	220	7,55	4,4
KCB160-15	160	15,75	750	205	45	21	13	1765	5,1	1,4	1,1	303	9,22	4,4

N o t e s. 1.– M_b est le couple de base défini d'après la puissance réactive nominale.
2.– I_d, I_n, M_d, $M_{0,05}$, voir les notes au bas du tableau 62-9.

Les compensateurs synchrones développent leur puissance nominale en surexcitation. La puissance maximale en sous-excitation peut être calculée par la formule

$$Q_{max} = S_n/X_{*d}.$$

CHAPITRE 63

MACHINES SYNCHRONES SPÉCIALES

§ 63-1. Alternateurs synchrones monophasés à excitation électromagnétique

L'enroulement induit de ces machines est un enroulement monophasé (fig. 63-1) dont les conducteurs occupent approximativement 2/3 de chaque pas polaire. On peut présenter un tel enroulement monophasé comme conçu par deux phases d'un enroulement triphasé ordinaire couplé en étoile et considérer le fonctionnement de la machine monophasée comme la marche au régime déséquilibré d'une machine synchrone ordinaire dont deux phases sont alimentées sous la tension composée $\dot{U} = \dot{U}_{AB}$ et parcourues par un courant commun $\dot{I} = \dot{I}_A = -\dot{I}_B$ alors que la troisième phase est débranchée ($\dot{I}_C = 0$).

Les phénomènes qui se déroulent dans une machine synchrone monophasée peuvent être analysés en appliquant la théorie des régimes déséquilibrés d'une machine triphasée (v. chap. 61). La f.m.m. pulsatoire est décomposée en deux f.m.m. tournantes de même amplitude dont l'une tourne à la vitesse angulaire Ω (en synchronisme avec le rotor) et l'autre à la vitesse $(-\Omega)$ dans le sens opposé à la première. L'effet que la composante synchrone de la f.m.m. de l'induit exerce sur le champ excitateur est le même que dans la machine synchrone ordinaire; la composante synchrone inverse tourne par rapport au rotor à la double vitesse de synchronisme 2Ω. Le glissement du rotor par rapport à la f.m.m. inverse est égal à deux et les enroulements (amortisseur et inducteur) de l'induit sont le siège de la f.é.m. induite et sont parcourus par des courants de double fréquence $2f$. Le couple électromagnétique synchrone utile n'est produit que par l'interaction entre le champ synchrone et le courant d'induit; le champ synchrone inverse ne produit qu'un effet nuisible. Pour assurer un affaiblissement efficace du champ synchrone inverse, on prévoit toujours sur le rotor des machines synchrones monophasées un enroulement amortisseur longitudinal-transversal dont les barres et les couronnes de court-circuit ont une section nettement plus forte que dans les machines synchrones triphasées et qui offre une résistance et une réactance de fuites suffisamment petites (la diminution de la résistance effective a pour effet de diminuer les pertes dans l'enroulement amortisseur, de réduire sa température ainsi que d'améliorer le rendement de la machine).

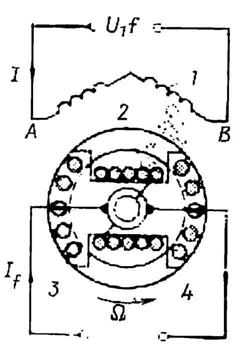


Fig. 63-1. Alternateur synchrone monophasé :
1, enroulement d'induit; *2*, enroulement d'excitation; *3*, barre de l'enroulement amortisseur; *4*, couronne de court-circuit de l'enroulement amortisseur.

Etant donné leurs inconvénients (un rendement moins élevé, un coût plus grand et des caractéristiques de vibrations moins bonnes) les alternateurs synchrones monophasés ne sont utilisés que comme sources autonomes de courant

alternatif monophasé. En général, **la puissance de tels alternateurs ne dépasse** pas quelques dizaines de kilowatts, bien que pour alimenter des locomotives électriques à courant alternatif on ait construit des alternateurs hydrauliques monophasés de puissance jusqu'à 50 MW.

§ 63-2. Moteurs synchrones à réluctance variable

On donne ce nom aux moteurs synchrones du type à pôles saillants dont le rotor ne porte aucun enroulement inducteur.

Moteurs à réluctance variable polyphasés. — Dans les moteurs à réluctance polyphasés (tri ou diphasés) le stator est le même que dans les machines synchrones normales (fig. 63-2). Pour l'analyse des phénomènes qui interviennent dans ces moteurs, on peut utiliser la théorie des machines synchrones à pôles saillants en considérant le courant d'excitation égal à zéro ($I_f = 0$, $E_f = 0$).

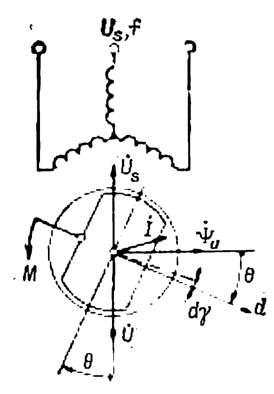


Fig. 63-2. Machine synchrone à réluctance variable (marche en moteur, $\theta<0$, $M<0$).

Lorsque le moteur à réluctance variable est alimenté depuis un réseau de $U =$ = constante, son couple électromagnétique M est déterminé par (58-16) pour $\varepsilon = E_f/U = 0$. Ce couple dépend de l'angle θ entre l'axe longitudinal du rotor et l'axe du champ magnétique résultant $\dot{\Psi}_U$ qui est produit dans le cas considéré uniquement par le courant $\dot{I}$ circulant dans l'enroulement d'induit. Le fonctionnement du moteur à réluctance variable est basé sur la différence entre les conductibilités magnétiques suivant les axes longitudinal et transversal du rotor ($X_d > X_q$). Le couple électromagnétique exercé sur le rotor du moteur cherche toujours à placer son axe longitudinal le long du champ. On peut s'en assurer à l'aide de l'équation fondamentale de la transformation électromécanique de l'énergie

$$M = \left(\frac{dW}{d\gamma}\right)_{i=\text{constant}}.$$

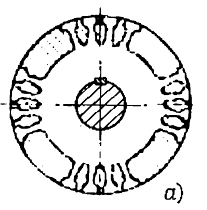
Dans la machine à réluctance variable, l'énergie du champ magnétique $W \sim i^2L$ où L est l'inductance de l'enroulement d'induit et i le courant dans une phase de l'induit. Lorsque l'axe longitudinal d du rotor se déplace d'un angle $d\gamma > 0$ vers l'axe de la f.m.m. de l'induit (ou vers l'axe du champ), l'inductance de l'induit augmente de $dL > 0$ (parce que $L_d > L_q$) et l'accroissement de l'énergie du champ magnétique $dW = i^2\,dL$ est positif ($dW > 0$). Par conséquent, $M = \frac{dW}{d\gamma} > 0$, ce qui signifie que le couple électromagnétique est dirigé dans le sens de $d\gamma$ et tend à tourner l'axe longitudinal du rotor dans le sens de l'axe du champ. Dans la marche en moteur

(fig. 63-2), lorsque l'axe longitudinal du rotor passe en retard sur l'axe du champ ($\theta < 0$), le couple électromagnétique M s'exerçant sur le rotor est dirigé dans le sens de rotation ($M < 0$). Le couple électromagnétique maximal à $R = 0$ s'observe lorsque $|\theta| = \pi/4$ et a pour valeur

$$M_{max} = \frac{m_1 U^2}{2\Omega}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d}\right).$$

En analysant des micromoteurs à réluctance (surtout de ceux ayant une puissance de l'ordre de quelques watts et moins), on doit tenir compte de l'influence due à la résistance effective du stator (v. § 58-5).

Cette influence se manifeste par une certaine diminution du couple maximal et de l'angle θ, pour lequel il a lieu ($|\theta| < \pi/4$).



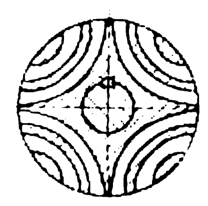


Fig. 63-3. Coupes des armatures des rotors des moteurs synchrones quadripolaires à réluctance variable :

a, armature ordinaire portant un enroulement amortisseur coulé en aluminium; *b*, armature sectionnée portant un enroulement amortisseur coulé en aluminium dont les barres profilées forment des intervalles non magnétiques.

L'avantage majeur des moteurs synchrones à réluctance variable est la simplicité de leur construction (absence d'enroulement inducteur et donc de système d'excitation). Leur inconvénient le plus grave est qu'ils consomment de la puissance réactive au réseau. On peut s'en assurer à l'aide de (58-11) en y posant $\varepsilon = 0$. C'est pourquoi les moteurs à réluctance variable triphasés sont utilisés surtout pour de faibles puissances (jusqu'à quelques dizaines de watts). Pour permettre leur démarrage en asynchrone, on prévoit sur le rotor des moteurs à réluctance variable un enroulement amortisseur réalisé sous la forme d'un enroulement en court-circuit à pas inégal coulé en aluminium (fig. 63-3, *a*).

Comme le montre l'équation écrite plus haut, pour élever la valeur maximale du couple il faut réduire les réactances inductives X_d et X_q, en augmentant à cet effet l'entrefer. Or, une telle mesure conduit à une croissance de la puissance réactive absorbée par le moteur et à une diminution de son facteur de puissance.

Pour améliorer les caractéristiques techniques du moteur, on a recours à une construction particulière de l'armature du rotor qui présente, sur le trajet du champ transversal, toute une série d'intervalles non magnétiques, alors que le champ longitudinal n'a pas à traverser de tels intervalles. Si dans la construction normale on arrive à obtenir un rapport $X_d/X_q \approx 2$, l'armature sectionnée comportant des portions non magnétiques remplies avec des barres en aluminium (fig. 63-3, *b*) permet de porter ce rapport X_d/X_q jusqu'à 4 et même 5. Il en résulte une augmentation importante du couple M_{max}, la puissance réactive absorbée Q restant au même niveau.

Le facteur de puissance et le rendement des moteurs à réluctance variable triphasés utilisant une armature sectionnée sont du même ordre que ceux des moteurs asynchrones. Ceci permet d'utiliser au besoin ces moteurs pour des puissances jusqu'à quelques kilowatts. Les faces terminales du rotor sectionné comportent des couronnes en court-circuit coulées en aluminium, en une seule pièce avec des barres profilées qui remplissent les intervalles non magnétiques. Ces barres et ces couronnes constituent l'enroulement de démarrage du moteur.

Les micromoteurs à réluctance variable monophasés trouvent de nombreuses applications dans les montages de contrôle automatique, dans les appareils d'enregistrement automatique, dans les appareils d'enregistrement sonore et vidéo ainsi que dans d'autres dispositifs. Pour produire un champ magnétique tournant lors du démarrage et du fonctionnement en régime, on utilise les mêmes procédés que dans les moteurs asynchrones monophasés. Les plus répandus sont les micromoteurs monophasés à réluctance variable à pôles entaillés et les moteurs à réluctance variable à condensateur dont la construction du stator est la même que celle du stator utilisé dans les micromoteurs asynchrones analogues (v. §§ 47-4, 47-5).

Le rotor du moteur monophasé à réluctance variable peut être réalisé suivant les mêmes formes constructives que celles d'un moteur multiphasé à réluctance variable. Quant au rotor à armature sectionnée (fig. 63-3, *b*), il permet d'améliorer sensiblement tant les qualités de démarrage que les caractéristiques de fonctionnement du moteur. A la différence des moteurs asynchrones monophasés, dans un moteur à réluctance variable monophasé en état de régime l'enroulement en court-circuit amortit seulement le champ inverse et est sans effet sur le champ direct; et au contraire, les pôles saillants ont une influence notable sur le champ direct, car ce dernier dépend de la position du rotor par rapport à la f.m.m., alors que leur influence sur le champ inverse peut être considérée en moyenne. En outre, il faut avoir en vue que le couple de démarrage du moteur monophasé à réluctance variable (surtout du type à condensateur) pour $\Omega = 0$ dépend de la position initiale des axes du rotor par rapport aux axes des phases principale (de travail) et auxiliaire (de démarrage). Ce phénomène est lié à la différence qui existe entre les conductibilités magnétiques et les réactances de fuites que présente suivant les axes longitudinal et transversal l'enroulement en court-circuit à pas inégal. Dans les moteurs à condensateur, ce phénomène peut provoquer, pour certains rapports de paramètres, un « collage » du rotor lors du démarrage.

La différence indiquée entre les conductibilités magnétiques et les paramètres inductifs de l'enroulement en court-circuit à pas inégal suivant les axes longitudinal et transversal du rotor rend sensiblement plus compliqués les phénomènes électromagnétiques dans le moteur monophasé à réluctance variable par rapport au moteur asynchrone monophasé et détermine une variation encore plus forte du champ tournant en fonction de la vitesse de rotation

(lors du démarrage) et de la position angulaire du rotor en état du démarrage) et de la position angulaire du rotor en état de régime. Cela signifie que dans le moteur à condensateur un champ tournant voisin du champ circulaire ne peut être obtenu qu'en un seul régime (soit à une vitesse déterminée lors du démarrage, soit à une charge déterminée en état de régime). A tous les autres régimes, l'ellipticité du champ sera plus marquée que dans les moteurs asynchrones monophasés analogues. Pour obtenir un champ circulaire aux deux régimes (démarrage et fonctionnement normal), on fait varier la capacité des condensateurs placés sur le circuit de l'enroulement de démarrage après l'accrochage de la machine.

Dans les moteurs monophasés à réluctance variable à pôles entaillés l'ellipticité du champ se manifeste en tous les régimes de fonctionnement et au démarrage. C'est pourquoi le moteur monophasé à réluctance variable à pôles entaillés cède sous tous les rapports (rendement, facteur de puissance et couple initial de démarrage) au moteur à réluctance variable à condensateur.

§ 63-3. Machines synchrones à pôles en forme des griffes

Les machines synchrones à pôles en forme des griffes diffèrent des machines normales par la construction de l'armature de l'inducteur (rotor) et de l'enroulement d'excitation. L'armature de l'induc-

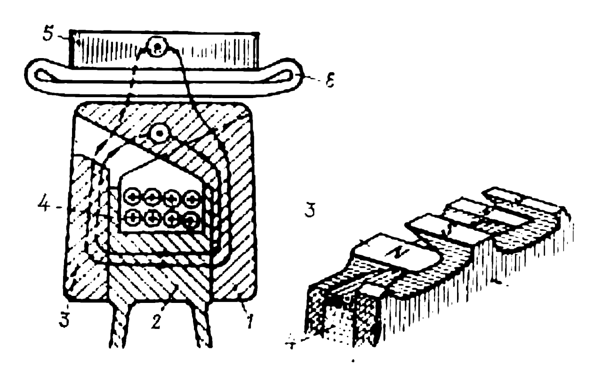


Fig. 63-4. Constitution d'une machine synchrone à pôles en forme de griffes : *1*, disque inducteur à pôles nord ; *2*, culasse de l'inducteur ; *3*, disque inducteur à pôles sud ; *4*, enroulement d'excitation ; *5*, armature de l'induit ; *6*, enroulement d'induit.

teur (rotor) se compose de trois parties (fig. 63-4) : la culasse *2*, le disque *1* à saillies en forme des griffes constituant des pôles nord *N* et le disque *3* à saillies en forme des griffes constituant des pôles sud *S*. L'enroulement d'excitation *4* en anneau est placé entre les disques *1* et *3* à pôles saillants et alimenté depuis l'excitatrice par l'intermédiaire de balais et de bagues. Lorsque le courant est amené à l'inducteur, il produit un champ magnétique dont les lignes de force embrassant les conducteurs de l'enroulement d'excitation sont

montrées sur la figure. La plus grande partie des lignes émanant des pôles nord traversent l'entrefer, embrassent l'enroulement d'induit, passent par la culasse et reviennent vers l'inducteur à travers l'entrefer entre les dents de l'induit et les pôles sud. Ces lignes constituent le flux d'induction mutuelle avec l'enroulement d'induit. Une petite partie de ces lignes vont directement des pôles nord vers les pôles sud, sans produire le flux utile couplé avec l'enroulement d'induit. Elles constituent le flux de dispersion de l'enroulement inducteur.

Les inducteurs à pôles en forme des griffes proposés par les ingénieurs anglais D. Gibbs et E. Faskwitt ont été utilisés dans les alter-

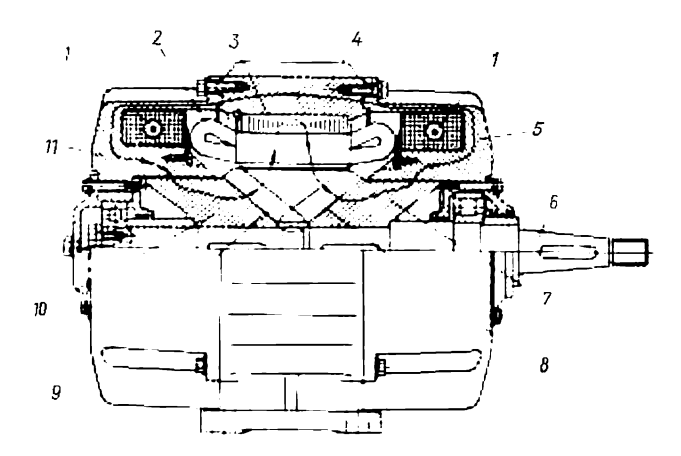


Fig. 63-5. Machine synchrone à pôles en forme de griffes, sans balais : *1*, bobines d'excitation en anneau ; *2*, enroulement d'induit ; *3*, armature de l'induit ; *4*, bâti ; *5*, *11*, paliers flasques ; *6*, arbre ; *7*, *10*, culasses des pôles sud et nord; *8*, *9*, pôles sud et nord.

nateurs synchrones construits en 1890-1900 par les sociétés « Oerlikon », « Brown-Boveri » et autres. Pourtant, au fur et à mesure que la longueur relative l/τ et la puissance des alternateurs augmentaient, les avantages des inducteurs de ce type, notamment, la simplicité de construction et le prix de revient peu élevé de l'enroulement d'excitation, ont cédé devant leur inconvénient bien sérieux qui est la grande valeur du flux de dispersion. Aussi, de nos jours, les inducteurs en forme des griffes ne sont-ils utilisés que dans des machines de faible puissance comportant un grand nombre de pôles et ce dans la gamme intermédiaire de rapports entre la pulsation du réseau et la vitesse angulaire du rotor, lorsque la machine à pôles en forme des griffes possède des caractéristiques supérieures à celles des machines synchrones ordinaires et à fer tournant. Les qualités de la machine à pôles en forme des griffes sont particulièrement bonnes dans le cas où elle utilise un enroulement d'excitation en anneau fixe. Puisque dans une telle machine le contact frottant qui sert à alimenter l'enroulement d'excitation est supprimé, on l'appelle

machine sans balais. La vue en coupe d'un alternateur synchrone sans balais à pôles en forme des griffes au rotor est montrée sur la figure 63-5 et son rotor sur la figure 63-6. L'enroulement d'excitation de l'alternateur est constitué par deux bobines *1* en anneau fixes, placées dans les évasements des paliers *5* et *11*. Les lignes du champ produit par les courants qui traversent ces bobines se ferment principalement suivant le trajet montré sur la figure: des pôles *9* nord, à travers l'entrefer vers les dents de l'armature de l'induit *3*; par la culasse et les dents de l'induit, encore une fois à travers l'entrefer, vers les pôles *8* sud; suivant la culasse *7* des pôles sud; à travers l'entrefer entre la culasse *7* et le palier *5*; suivant le palier *5*, le bâti *4* et le palier *11*; à travers l'entrefer entre le palier *11* et la culasse *10* des pôles nord; suivant la culasse *10* vers les pôles nord. Le champ excitateur est couplé, sauf sa partie dissipée, avec l'enroulement d'induit. La rotation de l'arbre *6*, avec les culasses des pôles *7*, *10* et les pôles *8*, *9*, fait varier périodiquement le flux embrassé par l'enroulement d'induit si bien que celui-ci devient le siège d'une f.é.m. induite.

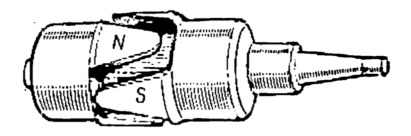


Fig. 63-6. Rotor d'un alternateur synchrone sans balais à pôles en forme de griffes.

Les alternateurs et les moteurs sans balais trouvent des applications dans les cas où l'entretien des balais est difficile à assurer et on demande à la machine une haute sécurité de fonctionnement pendant une longue durée dans des conditions d'exploitation pénibles. De tels alternateurs, dont la puissance peut atteindre 10 kW et plus, sont utilisés par exemple pour l'alimentation en énergie électrique des voitures de chemin de fer.

§ 63-4. Machines à fer tournant (alternateurs et moteurs à réduction électromagnétique de la vitesse de rotation)

Généralités. — On appelle machines à fer tournant les machines synchrones dans lesquelles l'enroulement d'induit et l'enroulement d'excitation sont fixes, alors que le rotor est constitué par une armature cylindrique portant sur sa surface des saillies-dents régulièrement réparties. La conversion électromécanique de l'énergie dans ces machines est liée à la variation de l'inductance mutuelle des enroulements d'induit et d'excitation qui se produit du fait du déplacement des dents de l'armature du rotor par rapport aux dents de l'armature du stator (v. § 20-4).

Comme machine à fer tournant on peut employer toute version d'une machine électrique à rotor denté et à deux enroulements, d'un type ou d'un autre, placés au stator. Dans de telles machines, la fréquence de variation de l'inductance mutuelle des enroulements (v. (20-8)) est proportionnelle au nombre Z de dents du rotor

$$f = Z\Omega/2\pi.$$

Vu que l'enroulement d'excitation est alimenté en courant continu, l'enroulement d'induit devient le siège d'une f.é.m. induite à la même fréquence. L'enroulement d'induit de la machine peut être branché soit sur une charge isolée, soit sur un réseau de même fréquence. Dans la marche en parallèle avec un réseau, les machines à fer tournant peuvent fonctionner aussi bien en alternateur qu'en moteur suivant le sens du couple extérieur appliqué à l'arbre de la machine.

La machine à fer tournant destinée à fonctionner en moteur est appelée *moteur à réducteur*. D'après leurs propriétés et caractéristiques, les machines synchrones à fer tournant ne diffèrent pas des machines synchrones normales. Leur théorie est construite sur la description mathématique générale des phénomènes de conversion électromécanique de l'énergie dans les machines à induction dont les thèses fondamentales ont été exposées au § 18-2.

La machine à fer tournant cède à la machine ordinaire d'après ses caractéristiques de masse et d'encombrement : ses dimensions et sa masse sont nettement supérieures à celles de la machine synchrone ordinaire. Cela s'explique par le fait que dans la machine à fer tournant le flux dans la couche de dents du stator ne varie que dans les limites d'un minimum à un maximum, tandis que dans la machine ordinaire il varie en valeur et en sens. Lorsque les dimensions principales sont égales et l'induction dans les dents jouit d'une même valeur maximale, l'amplitude de l'harmonique fondamental du flux est 3 à 4 fois plus petite dans la machine à fer tournant que dans la machine normale. C'est pourquoi les machines à fer tournant ne sont utilisées que dans les cas où la fréquence exigée est difficile à obtenir au moyen d'une machine synchrone multipolaire ordinaire ou au moyen d'une machine à pôles en forme de griffes.

Suivant la construction de l'enroulement d'excitation, on distingue deux modifications principales des machines synchrones à fer tournant : *hétéropolaires* et *homopolaires*. Dans les machines polyphasées, l'enroulement d'induit est toujours du type hétéropolaire, alors que dans les machines monophasées il est le plus souvent du type hétéropolaire mais peut aussi être homopolaire. Quant à l'armature du stator, elle peut être dans les deux modifications tant dentée que lisse. Dans les limites de chacune des modifications indiquées il existe un grand nombre de variantes dont l'essentiel a été décrit, relativement aux machines monophasées, au § 20-4. Aussi, allons-nous considérer ici, à titre d'exemple d'une machine à enroulement hétéropolaire, une machine à stator denté qui n'a pas été étudiée en détail auparavant.

Dans cette machine hétéropolaire (fig. 63-7), l'enroulement d'excitation *EE* est logé dans les grandes encoches de l'armature du stator et engendre un champ magnétique à une période ($p = 1$) dont les lignes de force partent du pôle nord du stator dans les zones *II* et *III*, traversent l'entrefer, entrent dans l'armature du rotor et reviennent, en traversant de nouveau l'entrefer, au pôle sud dans

les zones I et IV. L'enroulement d'induit EI est réalisé pour le même nombre de périodes que l'enroulement d'excitation et placé dans les grandes encoches du stator décalées de $^1/_4$ de période par rapport aux encoches qui renferment l'enroulement d'excitation. Le nombre de dents du rotor est choisi égal à $Z = 2pk$ où k est un nombre impair (dans la figure 63-7, le nombre de dents $Z = 2 \cdot 1 \cdot 7 = 14$). Sur la surface des grandes dents du stator (dans les zones I à IV) on pratique des creux de manière que les portions situées entre ces creux

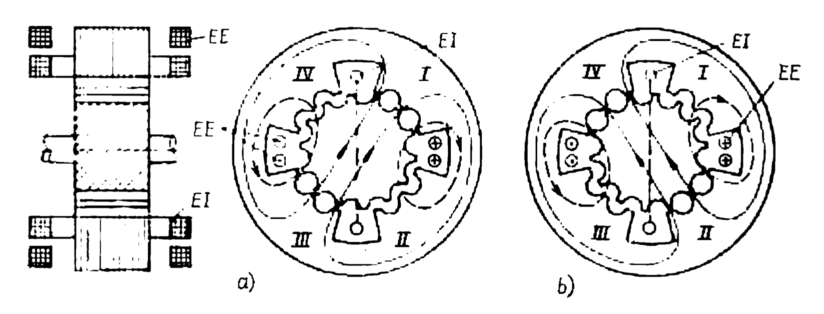


Fig. 63-7. Machine synchrone à fer tournant hétéropolaire.

constituent des petites dents du stator dont le pas angulaire est égal au pas dentaire du rotor $\alpha_Z = 2\pi/Z$. Chaque zone comporte le même nombre de petites dents (dans la figure 63-7, trois petites dents par zone).

La rotation du rotor fait varier périodiquement la position relative des dents du stator et du rotor. Dans la position du rotor indiquée sur la figure 63-7, *a*, les dents du rotor sont en regard des petites dents du stator dans les zones I et III si bien que la perméance de l'entrefer dans ces zones est maximale et les lignes du champ d'excitation sont orientées principalement comme l'indiquent les lignes en traits pleins (les lignes en traits interrompus sont celles du champ qui se ferment à travers les zones II et IV à faible perméance, parce que les dents du rotor se situent ici en regard des encoches du stator). Après que le rotor tourne d'une moitié du pas polaire, c'est-à-dire d'un angle $\alpha_Z/2 = \pi/Z$, et occupe la position indiquée sur la figure 63-7, *b*, ses dents se trouvent en regard des dents du stator dans les zones II et IV et la plupart des lignes du champ d'excitation sont orientées comme l'indiquent les lignes en traits pleins. En comparant les figures 63-7, *a* et *b*, on voit que le sens dans lequel le champ traverse le plan de la bobine d'induit EI s'inverse.

Quand le rotor tourne encore d'une moitié du pas polaire, c'est-à-dire d'un angle $\alpha_Z/2$, la configuration du champ sera la même que dans la position initiale de la figure 63-7, *a*. Ainsi, le flux couplé avec l'enroulement d'induit variera avec une période $T = \alpha_Z/\Omega$ correspondant à la rotation du rotor d'un angle α_Z. A titre d'exemple d'une machine homopolaire, considérons une machine à stator denté

qui ne diffère d'une machine analogue de la figure 20-9 que par le logement de son enroulement d'induit dans les grandes encoches.

Dans cette machine homopolaire (fig. 63-8), l'enroulement d'excitation *EE* est constitué par une bobine annulaire qui enveloppe l'arbre du rotor, étant logé entre le palier flasque et les armatures du stator et du rotor. Un tel enroulement engendre un champ magnétique d'excitation à symétrie axiale. Toutes les lignes (l'une d'elles est montrée sur la coupe longitudinale de la machine) du champ d'excitation se ferment autour de l'enroulement d'excitation. A partir du rotor magnétisé comme pôle nord, les lignes du champ se dirigent à travers l'entrefer vers le stator aimanté comme pôle sud. Le circuit magnétique du champ de couplage entre les enroulements

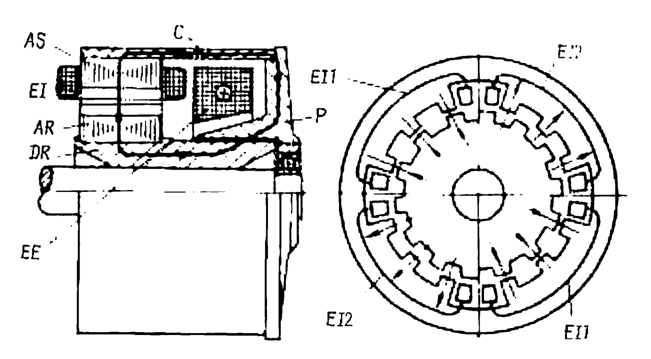


Fig. 63-8. Machine synchrone à fer tournant homopolaire.

d'induit *EI1* et *EI2* et l'enroulement d'excitation *EE* comprend les portions suivantes: l'armature du rotor *AR*, l'entrefer denté principal, l'armature du stator *AS*, la culasse *C*, le palier *P*, l'entrefer annulaire auxiliaire et la douille *DR* sur laquelle est fixée l'armature de rotor. L'enroulement d'induit se compose de deux parties: *EI1* et *EI2*, dont les bobines sont logées dans les grandes encoches de l'armature du stator. L'armature du rotor ne diffère en rien de celle utilisée dans la machine à enroulement hétéropolaire de la figure 63-7; son nombre de dents est $Z = (Z_g/2)\,k$ où Z_g est le nombre de grandes encoches sur l'armature de stator, k un nombre impair (sur la figure 63-8 le nombre de dents au rotor $Z = (4/2)\cdot 7 = 14$).

Les grandes dents du stator, enveloppées par les bobines *EI1* et *EI2*, présentent sur leurs surfaces des creux dont les intervalles constituent les petites dents du stator ayant un pas angulaire égal au pas dentaire du rotor $\alpha_Z = 2\pi/Z$ (sur la figure 63-8 la zone comprise entre deux grandes dents consécutives comporte trois petites dents). Lorsque le rotor tourne, la position relative des dents du stator et du rotor varie périodiquement. Pour la position du rotor représentée par la figure 63-8, ses dents sont en regard des petites dents dans les zones enveloppées par les bobines de l'enroulement *EI1*; dans ces zones, la perméance de l'entrefer devient maximale,

les lignes du champ d'excitation sont orientées principalement comme l'indiquent les lignes en traits pleins et sont couplées avec les bobines de l'enroulement *EI1*. Le flux représenté par les lignes de force en traits interrompus, couplées avec les bobines de l'enroulement *EI2*, est nettement plus faible parce que dans les zones embrassées par ces bobines les dents du rotor se situent en regard des encoches du stator et donc la perméance de l'entrefer est ici minimale.

Quand le rotor tourne d'un demi-pas dentaire, c'est-à-dire d'un angle $\alpha_Z/2 = \pi/Z$, ses dents se placent en regard des dents du stator dans des zones enveloppées par ces bobines de l'enroulement *EI2*, de sorte que le flux couplé avec ces bobines devient maximal tandis que le flux couplé avec les bobines de l'enroulement *EI1* devient minimal. A la période T de variation du flux couplé avec l'enroulement d'induit correspond la rotation du rotor d'un angle α_Z. Par suite, de même que dans une machine à enroulement hétéropolaire, $T = \alpha_Z/\Omega$. Puisque les variations des flux couplés avec les parties *EI1* et *EI2* sont décalées dans le temps de $T/2$ ou, en d'autres termes, sont en opposition de phase, ces parties de l'enroulement doivent être couplées en opposition. Dans les limites de chacune des parties (*EI1* ou *EI2*) de l'enroulement, les bobines sont connectées en accord.

Alternateurs synchrones à fer tournant. — La machine synchrone à fer tournant a été utilisée pour la première fois en alternateur. En 1854, Nigth a fait breveté en Angleterre un alternateur dont le principe de fonctionnement correspond à cette classe de machines. Un alternateur à fer tournant dont la construction rappelle celle des machines modernes de ce type a été inventé en 1877 par P. Iablotchkov. Après l'invention de la radio en 1895, on a commencé à utiliser les alternateurs à fer tournant surtout pour l'alimentation du circuit d'antenne des stations radioélectriques avec des courants à haute fréquence de 50 kHz et plus. Il est à noter que malgré l'invention en 1901 par Gui d'un alternateur à fer tournant à stator denté que l'on appelle maintenant *alternateur à flux ondulé de la dent du rotor* (v. § 20-4, pp. c et e), on utilisait pendant longtemps (jusqu'aux années 20 environ) exclusivement des alternateurs à fer tournant à stator lisse désignés maintenant sous le nom d'*alternateurs à flux continu* (v. § 20-4, pp. b et d).

Pour pouvoir obtenir les fréquences élevées indiquées ci-dessus, on réalisait l'enroulement d'induit hétéropolaire de ces alternateurs avec un nombre minimal possible de périodes et on entraînait leur rotor à une vitesse maximale possible (jusqu'à 20 000 tr/mn). On n'a pas réussi à surmonter les difficultés liées à des alternateurs réalisés pour des fréquences si élevées qu'après l'introduction des alternateurs à flux ondulé dans la dent du rotor qui permettent d'obtenir une haute fréquence par l'augmentation du nombre de dents au stator et au rotor. De nos jours, au lieu des alternateurs à fer tournant, dans les stations radio on utilise des générateurs à haute fréquence d'un autre type. En revanche, ils sont largement utilisés dans les

processus technologiques tels que la fusion électrique, le soudage électrique, le traitement thermoélectrique, le séchage électrique, etc., qui exigent des sources d'alimentation à la fréquence de 1000 à 10 000 Hz. Ils sont également utilisés pour alimenter des moteurs rapides, des moteurs d'entraînement dans les postes radar et dans d'autres installations.

En U.R.S.S., on construit en série des convertisseurs de fréquence constitués par un alternateur synchrone à fer tournant de fréquence élevée, accouplé à un moteur asynchrone alimenté depuis un réseau à la fréquence de 50 Hz.

Les convertisseurs de fréquence de la série ВПЧ sont réalisés sous un corps unique, à arbre vertical, en version fermée. Les rotors de l'alternateur et du moteur sont fixés sur un arbre commun et entraînés en rotation avec une vitesse de synchronisme de 3000 tr/mn. Cette série comporte des convertisseurs d'une puissance de 12 à 100 kW et de fréquence de 2400 ou 8000 Hz. Les alternateurs de cette série sont à enroulement hétéropolaire et à flux continu de la dent du rotor pour la fréquence de 2400 Hz et à flux ondulé pour la fréquence de 8000 Hz.

La puissance des convertisseurs de la série ВГО est de 250 kW pour la fréquence de 2500 Hz; de 500 kW pour les fréquences de 1000, 2500 et 8000 Hz et de 1500 kW pour les fréquences de 500, 1000 et 2500 Hz.

En outre, on construit, en petites séries, des alternateurs synchrones à fer tournant pour des valeurs les plus variées de la puissance, de la fréquence et de la vitesse de rotation.

Moteurs synchrones à fer tournant. — On a donné ce nom à des machines synchrones à fer tournant destinées à fonctionner en moteur et permettant d'obtenir des vitesses de rotation très faibles sans avoir recours à des démultiplicateurs mécaniques. La terminologie en ce domaine n'étant pas encore définitivement établie, on rencontre aussi pour ces moteurs les appellations telles que moteurs synchrones à réducteur, moteurs synchrones à réduction électromagnétique de la vitesse de rotation, ou encore moteurs subsynchrones. Bien qu'en principe, d'après leur constitution, ces moteurs ne diffèrent en rien des alternateurs des modifications correspondantes, ils ont trouvé leur application pratique beaucoup plus tard et ne se sont répandus que vers les années 60 et 70. A la fréquence f donnée du courant d'alimentation, la vitesse de synchronisme des moteurs à fer tournant dépend uniquement du nombre Z de dents du rotor $n = \Omega/2\pi = f/Z$. En choisissant un nombre suffisamment grand de dents, on peut obtenir des valeurs très petites des vitesses synchrones. Par exemple, pour $f = 50$ Hz et $Z = 100$ on obtient $n = 0{,}5$ tr/s ou 30 tr/mn.

Dans les cas où le nombre $Z = Z_4$ de dents du rotor n'est pas trop grand et il est possible de réaliser l'enroulement d'induit hétéropolaire avec un nombre de périodes voisin du nombre de dents du rotor, on utilise la version à stator lisse dans deux modifications:

1) à stator lisse et enroulement d'excitation hétéropolaire (ou

comme on l'appelle parfois, à excitation radiale, v. § 20-4, p. b, fig. 20-6);

2) à stator lisse et enroulement d'excitation homopolaire (ou comme on l'appelle parfois, excitation axiale, v. § 20-4, p. d, fig. 20-8).

Dans les cas où le nombre de dents du rotor est si grand que la construction à stator lisse est irréalisable, on utilise le stator denté dans deux modifications analogues:

1) à stator denté et enroulement d'excitation hétéropolaire (v. fig. 63-7 ainsi que § 20-4, p. c, et fig. 20-7);

2) à stator denté et enroulement d'excitation homopolaire (v. fig. 63-8 ainsi que § 20-4, p. e, et fig. 20-9).

L'enroulement d'excitation des moteurs est alimenté depuis un réseau à courant alternatif par l'intermédiaire d'un redresseur. Dans les moteurs à autoexcitation l'énergie est transmise de l'enroulement d'induit à l'enroulement d'excitation par transformateur. Dans ce cas, le circuit de l'enroulement d'excitation est mis en court-circuit avec un redresseur et le couplage par transformateur est assuré par l'emploi d'un enroulement hétéropolaire avec un rapport p_2/p_1 égal à un nombre impair. Dans les moteurs à excitation hétéropolaire de même que dans les moteurs à excitation homopolaire, le champ d'excitation peut être obtenu au moyen d'aimants permanents convenablement magnétisés. L'enroulement d'induit des moteurs peut être monophasé, diphasé ou triphasé. Le démarrage des moteurs est obtenu par leur branchement direct sur le réseau.

Dans les moteurs monophasés, on prévoit en plus de l'enroulement principal (de travail) encore un enroulement auxiliaire (de démarrage) branché sur le réseau par intermédiaire d'un condensateur. Pour faciliter le démarrage, on place parfois sur le rotor du moteur un enroulement en court-circuit dont les courants interagissent avec le champ de l'enroulement d'induit qui tourne avec une vitesse angulaire $\Omega_2 = 2\pi f/p_2$ plusieurs fois supérieure à la vitesse de synchronisme nominale $\Omega = 2\pi f/Z_4$ du moteur. Les paramètres de l'enroulement en court-circuit doivent être choisis de manière que le couple de démarrage soit supérieur au couple résistant mais inférieur au couple synchrone maximal (sinon le rotor peut « sauter » la vitesse de rotation nominale). Si le moment d'inertie du rotor n'est pas trop grand et la vitesse de synchronisme est suffisamment petite, le moteur peut démarrer sans enroulement en court-circuit, uniquement sous l'action du couple synchrone. Dans ce cas le moteur arrive à prendre la vitesse de synchronisme et s'accrocher pendant une demi-période de variation du couple synchrone, lorsque son sens reste constant.

Les moteurs synchrones à fer tournant de petite puissance pour des vitesses de rotation de 1, 2 et 60 tr/mn sont produits en U.R.S.S. en séries ДСР et ОРД (respectivement en triphasé et en monophasé).

Moteurs à fer tournant à réluctance variable. — A la différence

des moteurs synchrones à réluctance ordinaires, on appelle moteurs à réluctance à fer tournant les moteurs synchrones monophasés ou triphasés dont le nombre de dents au rotor est supérieur au nombre de pôles de l'enroulement d'induit, c'est-à-dire $Z > 2p_2$ (dans la machine synchrone à réluctance ordinaire $Z = 2p$, v. § 63-2 et § 20-3).

Les machines de ce type utilisant des armatures dentées du rotor et du stator et un seul enroulement ont été décrites au § 20-3. Leur stator doit être nécessairement denté et le nombre Z'_3 de pas dentaires du stator contenu dans la périphérie de l'entrefer doit être soit égal au nombre Z_4 de dents du rotor ($Z'_3 = Z_4$, fig. 20-2), soit différent de ce nombre du nombre de pôles de l'enroulement d'induit ($Z_4 - Z'_3 = 2p_1$, fig. 20-3). L'inductance de l'enroulement d'induit dans la machine synchrone à réluctance varie avec la pulsation $\omega = 2\pi f = Z\Omega$, de sorte que pour assurer la conversion électromécanique de l'énergie, il faut, comme il est montré au § 21-1, brancher l'enroulement d'induit sur un réseau de pulsation $\omega_1 = 2\pi f_1 = \omega/2$, d'où il résulte qu'au régime synchrone le moteur à réluctance variable tourne à une vitesse angulaire $\Omega = 2\omega_1/Z = 4\pi f_1/Z_1$, c'est-à-dire à une vitesse deux fois plus grande que celle d'un moteur à fer tournant comportant le même nombre de dents au rotor.

§ 63-5. Moteurs à rotor roulant et moteurs à rotor ondulé flexible

De même que les moteurs examinés au paragraphe précédent, ces moteurs sont utilisés pour obtenir des petites vitesses de rotation. Mais l'abaissement de la vitesse de rotation y est atteint non pas par la réduction électromagnétique mais par une réduction mécanique.

Moteurs à rotor roulant. — Proposés en 1944 par A. Moskvitine, ils diffèrent de tous les autres moteurs par deux indices importants: premièrement, l'armature de leur rotor est un cylindre lisse qui ne porte ni enroulement, ni saillies-dents, deuxièmement, sous l'action d'un champ magnétique tournant leur rotor roule sur des guides spéciaux en occupant une position excentrique à l'intérieur du stator. La constitution d'un tel moteur est montrée sur la figure 63-9. Son stator porte deux enroulements: un enroulement d'induit *1* hétéropolaire et un enroulement d'excitation *2* homopolaire. L'enroulement d'induit peut être non seulement diphasé, comme c'est le cas de la figure 63-9, mais aussi triphasé ou polyphasé, mais dans tous les cas il doit être à une seule période ($p_1 = 1$). L'enroulement d'excitation est constitué de deux bobines disposées symétriquement et enveloppant l'arbre de la machine. Le champ magnétique à une période produit par l'enroulement d'induit se ferme à travers les armatures principales *3* du stator et *4* du rotor. Les deux armatures, constituées par des tôles d'acier magnétique empilées, sont lisses (les ouvertures des encoches du stator sont si petites que l'influence de la denture du stator sur le fonctionnement du moteur peut être

négligée). Pour créer des trajets à suivre par le flux d'excitation, on utilise des armatures auxiliaires *5* du stator et *7* du rotor, également constituées par des tôles d'acier doux empilées et ayant la forme cylindrique. Ainsi, le circuit magnétique que parcourt le flux d'excitation comporte les portions suivantes: l'entrefer principal, l'armature *3*, la carcasse *6* du stator, l'armature *5*, l'entrefer auxiliaire, l'armature *7*, l'arbre *8*, l'armature *4*. Sur l'arbre *8* du rotor sont

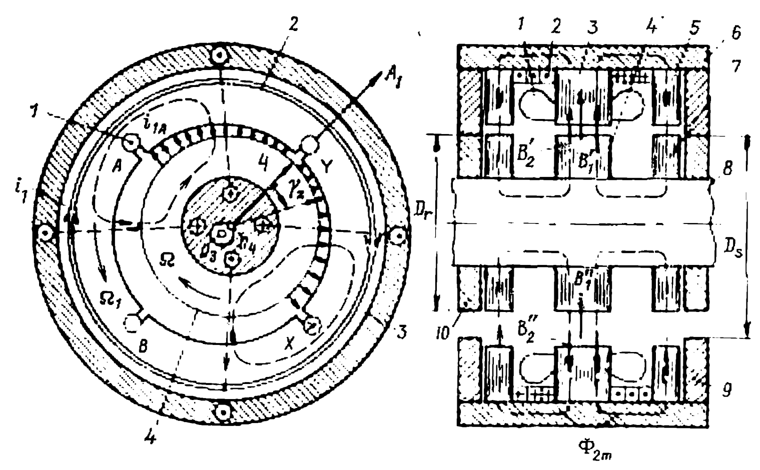


Fig. 63-9. Moteur à rotor roulant ($p_1 = 1$, $m_1 = 2$).

fixés les galets *10*. Lors de son déplacement sous l'action du champ tournant, le rotor prend appui, par l'intermédiaire des galets *10*, sur les guides cylindriques *9*.

Le diamètre D_r des galets et le diamètre D_s des guides sont choisis de manière à obtenir une excentricité suffisamment grande

$$e = \frac{\delta_{max} - \delta_{min}}{2} = \delta_{max} - \delta,$$

et à éviter le contact entre l'armature du rotor et l'armature du stator, c'est-à-dire que $\delta_{min} > \delta_{abm}$. Ici, δ_{max}, δ_{min}, δ, δ_{adm} sont les entrefers respectivement maximal, minimal, moyen et admissible.

Il n'est pas difficile de s'apercevoir que ces rapports sont satisfaits pour $D_s - D_r = 2e$. Les galets *10* et les guides *9* sont faits soit lisses, soit dentés en matériaux spéciaux résistant à l'usure et présentant un coefficient de friction considérable.

Pour la mise en route du moteur il faut exciter l'enroulement *2* par un courant continu i_2 et brancher son enroulement d'induit sur un réseau à courant alternatif diphasé de fréquence f_1. Dans ce cas l'enroulement d'excitation engendre dans l'entrefer un champ unipolaire alors que l'enroulement d'induit produit un champ à une période tournant à la vitesse angulaire $\Omega_1 = \omega_1 = 2\pi f_1$. Puisque

ces champs s'ajouteront ($B' = B'_1 + B'_2$) sur l'un des pas polaires et se retrancheront ($B'' = B''_1 - B''_2$) sur l'autre, le rotor sera attiré vers le pas polaire dont l'induction quadratique moyenne est plus grande $B'_d > B''_d$. La figure 63-9 montre la position que le rotor prendra pour des courants $i_{1A} = I_{1m}$ et $i_{1B} = 0$, lorsque l'axe du champ tournant sera confondu avec l'axe de la phase A_1 : l'entrefer suivant l'axe A_1 sera minimal (δ_{min}) ; au point diamétralement opposé il sera maximal (δ_{max}). La force de tension magnétique radiale, proportionnelle à $(B'_d)^2 - (B''_d)^2$, appuyera les galets *10* sur les guides *9*. En se déplaçant, le champ tend à entraîner le rotor et, comme les forces de friction de glissement sont supérieures aux forces de friction de roulement, le rotor roulera sur les galets le long des guides. Quand, au bout d'une période T_1 de variation de courant, l'axe du champ tournera d'un angle 2π en sens antihoraire et se confondra de nouveau avec l'axe A_1, le point du corps de rotor *4*, situé initialement sur l'axe A_1, tournera d'un angle γ_Z et prendra la position figurée en traits interrompus. L'angle γ_Z est égal à la différence des angles dont se déplace le point d'entrefer minimal respectivement sur les surfaces du rotor et du stator, c'est-à-dire

$$\gamma_Z = \frac{D_s}{D_r} 2\pi - 2\pi.$$

Ainsi, le rotor tournera plusieurs fois plus lentement que le champ (et dans le sens opposé à la rotation du champ). Sa vitesse angulaire sera, par suite de la réduction mécanique lors du roulement des galets sur les guides, $D_r/(D_s - D_r)$ fois plus petite que celle du champ

$$\Omega = \frac{\gamma_Z}{T_1} = \frac{D_s - D_r}{D_r} \Omega_1.$$

Le problème de la détermination du couple moteur se trouve fortement simplifié si l'on note qu'au point de vue électromagnétique ce moteur est en fait un moteur synchrone à fer tournant à stator lisse et enroulement d'excitation homopolaire (v. § 20-4, p. b, fig. 20-6). En effet, avec l'enroulement d'induit à une période ($p_1 = 1$), le rotor d'un tel moteur à fer tournant ne comporte qu'une seule dent puisque d'après (20-12) on a $Z_4 = p_1 = 1$, tandis qu'un rotor cylindrique placé excentriquement est tout à fait analogue, quant à la répartition de la perméance, au rotor à une dent. Si le rotor cylindrique était fixé dans une position excentrique sur un arbre prenant appui sur des paliers, il tournerait à la vitesse angulaire $\Omega = 2\pi f_1/Z_4 = 2\pi f_1 = \Omega_1$. Du fait de la réduction mécanique sa vitesse se trouve réduite à la valeur indiquée ci-dessus. Le couple moteur d'un moteur à rotor roulant peut donc être exprimé, de même que celui de n'importe quel autre dispositif électromécanique, par la variation dW de l'énergie du champ magnétique due à la rotation d'un angle $d\gamma$ grâce au roulement, si les courants dans les

enroulements sont fixés, c'est-à-dire

$$M = dW/d\gamma.$$

L'angle γ de rotation du rotor lors du roulement étant lié à l'angle γ_1 lors de la rotation simple par la relation $\gamma = \frac{D_s - D_r}{D_r} \gamma_1$, obtenue précédemment, le couple M développé lors du roulement du rotor est $D_r/(D_s - D_r)$ fois plus grand que le couple $M_1 = \frac{dW}{d\gamma_1}$ obtenu lors de la rotation du rotor excentrique dans les paliers, c'est-à-dire que $M = \frac{D_r}{D_s - D_r} M_1$. Le rapport $\frac{D_r}{D_s - D_r}$ appelé coefficient de réduction mécanique peut être égal à 100 et plus.

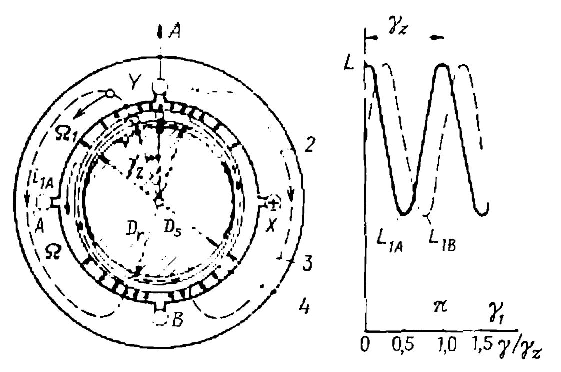


Fig. 63-10. Moteur à rotor ondulé flexible ($p_1 = 1$, $m_1 = 2$).

Ceci permet d'obtenir, au moyen du moteur à rotor roulant, des vitesses de rotation très petites allant de quelques tr/mn à quelques dizaines de tr/mn et des couples moteurs élevés.

Les principaux défauts du moteur à rotor roulant sont liés au fait que le centre de gravité O_4 de son rotor tourne sur une circonférence de rayon O_4O_3 à une grande vitesse angulaire égale à Ω_1. Ce mouvement circulaire du centre de gravité du rotor oblige à utiliser des accouplements spéciaux pour la transmission du mouvement de rotation du rotor à l'arbre de sortie et provoque des vibrations et des bruits lors du fonctionnement du moteur.

Moteurs à rotor ondulé flexible. — Ils se distinguent par le fait que leur rotor *4* creux à parois minces, fabriqué en matériau ferromagnétique, peut se déformer sous l'action des forces de tension magnétique (fig. 63-10). En s'attirant vers le stator à des endroits correspondant à l'induction maximale du champ tournant, le rotor prend la forme d'un polygone à passages progressifs, dont le nombre Z_4 de saillies-sommets est égal au nombre de pôles $2p_1$ du champ. Dans la machine bipolaire $2p_1 = 2$, ce rotor prend, comme l'indique la figure 63-10, la forme d'une ellipse présentant deux saillies-dents $Z_4 = 2$ en regard desquelles l'entrefer est minimal (δ_{min})

et deux creux au centre desquels l'entrefer est maximal (δ_{max}). Les déformations du rotor sont limitées par des guides *2* cylindriques sur lesquels le rotor prend appui soit directement, comme l'indique la figure 63-10, soit par l'intermédiaire des galets élastiques. Pour prévenir tout patinage, il est judicieux de donner aux surfaces en contact des galets du rotor et des guides *2* une forme dentée. Les guides peuvent également être disposés à l'extérieur des galets du rotor de même que dans le moteur à rotor roulant de la figure 63-9. Le diamètre D_r d'appui du rotor non déformé et le diamètre D_s des guides sont choisis en partant de la condition $D_r - D_s = \delta_{max} - \delta_{min}$.

L'armature du stator *3* est lisse. Dans ses encoches est logé l'enroulement *1* diphasé (ou triphasé) généralement à une période, alimenté depuis un réseau à courant alternatif de fréquence f_1. La figure 63-10 montre la position du rotor pour des courants $i_{1A} = I_{1max}$, $i_{1B} = 0$, quand l'induction du champ tournant est maximale sur l'axe de la phase *A* et au point diamétralement opposé. Sous l'action de l'attraction magnétique, le rotor déformé s'appuie contre les guides en deux points situés dans les zones des entrefers maximaux. En se déplaçant, le champ entraîne à sa vitesse l'onde de déformation et les points de contact entre le rotor flexible et les guides. Quant à la vitesse angulaire du corps du rotor flexible lui-même, elle se trouve diminuée, par suite d'une réduction mécanique lors du roulement des galets du rotor sur les guides, dans le rapport de $\frac{D_s}{D_r - D_s}$ par rapport à la vitesse du champ:

$$\Omega = \frac{\gamma_Z}{T_1} = \frac{D_r - D_s}{D_s} \Omega_1,$$

où $\gamma_Z = \frac{D_r - D_s}{D_s} 2\pi$ est l'angle de rotation du rotor pendant la période T_1 de variation du courant. Dans ces conditions, si $D_r > D_s$, le rotor tourne dans le même sens que le champ et si $D_r < D_s$, il tourne dans le sens opposé.

En déterminant son couple moteur, il faut avoir en vue qu'au point de vue électromagnétique ce moteur est en fait un moteur synchrone à réluctance variable (v. § 63-2). En effet, le nombre de saillies-dents $Z_4 = 2p_1$ sur le rotor déformé est le même que celui au rotor à pôles saillants. Si le rotor déformé pouvait tourner à la vitesse du champ, le couple M_1 qui s'exerce sur lui pourrait se calculer par (58-16) en posant $\varepsilon = 0$. Grâce à la réduction mécanique qui diminue de $D_s/(D_r - D_s)$ fois la vitesse de rotation, le couple moteur augmente dans la même proportion et devient égal à

$$M = \frac{m_1 U^2}{2\Omega_1} \left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d} \right) \frac{D_s}{D_r - D_s} \sin 2\theta,$$

où U est la tension simple; X_d, X_q sont les réactances inductives « longitudinale » et « transversale » du rotor déformé; θ, l'angle entre l'axe du champ et l'axe longitudinal du rotor déformé.

Par rapport au rotor roulant, le rotor flexible offre deux avantages évidents: il présente un moment d'inertie plus faible et assure un fonctionnement sans bruits, ni vibrations du moteur car son centre de gravité reste immobile.

§ 63-6. Machines synchrones à aimants permanents

Dans les machines synchrones de ce type, on utilise des aimants permanents pour produire un champ d'excitation de sens constant. Les machines synchrones à aimants permanents n'exigent pas d'excitatrice et, grâce à l'absence de pertes pour l'excitation et dans le contact frottant, elles possèdent un rendement élevé et se caractérisent par une sécurité de fonctionnement nettement plus élevée que

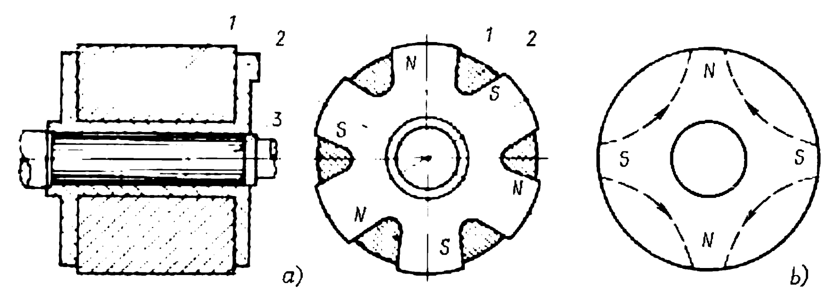


Fig. 63-11. Inducteurs à aimants cylindrique et étoilé :
a, aimant étoilé sans épanouissements polaires; *b*, aimant cylindrique quadripolaire.

celle des machines synchrones ordinaires dans lesquels l'enroulement d'excitation tournant et les balais présentent assez fréquemment des défaillances; de plus, elles n'exigent pratiquement aucun entretien pendant toute la durée de vie.

Les aimants permanents peuvent se substituer à l'enroulement d'excitation tant dans les machines synchrones polyphasées du type ordinaire que dans toutes les machines synchrones spéciales qui ont été décrites plus haut (machines synchrones monophasées, machines synchrones à pôles en forme de griffes et machines synchrones à fer tournant).

Les machines synchrones à aimants permanents diffèrent de leurs analogues à excitation électromagnétique par la construction des systèmes inducteurs. L'analogue du rotor utilisé dans une machine synchrone à pôles lisses est constitué dans ces machines par un aimant annulaire de forme cylindrique magnétisé dans le sens radial (fig. 63-11, *b*). L'analogue du rotor à pôles saillants d'une machine ordinaire est constitué dans ces machines par un rotor à aimant en étoile de la figure 63-11, *a* dans lequel l'aimant *1* est fixé sur l'arbre *3* par des coulées *2* en alliage d'aluminium.

Dans le rotor à pôles en forme de griffes (fig. 63-12), l'aimant annulaire magnétisé dans le sens axial remplace un enroulement

d'excitation en anneau (cf. fig. 63-4). Dans la machine hétéropolaire à fer tournant de la figure 63-7, l'excitation électromagnétique peut être remplacée par l'excitation magnétique comme l'indique la figure 63-13 (au lieu de trois petites dents dans chacune des zones *I* à *IV* de la figure 63-7, il n'existe ici qu'une seule dent dans chacune des zones). La machine unipolaire de la figure 63-8 possède elle aussi un analogue à excitation magnétique. L'aimant permanent peut être réalisé dans ce cas sous la forme d'un anneau magnétisé dans le sens axial et introduit entre la carcasse et le palier flasque.

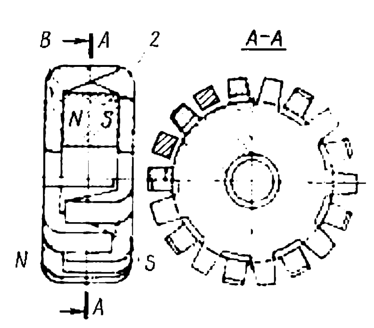
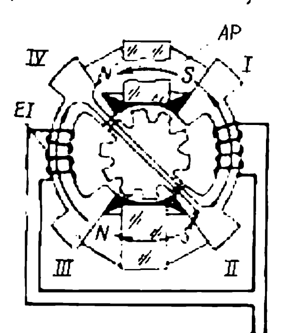


Fig. 63-12. Rotor à pôles en forme de griffes excité par un aimant permanent :

1, aimant permanent annulaire; *2*, disque à pôles sud ; *3*, disque à pôles nord.

Pour la description des phénomènes électromagnétiques caractérisant le fonctionnement de la machine synchrone à aimants permanents on peut appliquer la théorie des machines synchrones à excitation électromagnétique dont l'essentiel a été exposé au cours des chapitres précédents. Pourtant, pour pouvoir se servir de cette théorie et l'appliquer au calcul des caractéristiques de la machine à aimants permanents fonctionnant en alternateur ou en moteur, il faut déterminer au préalable, à l'aide de la courbe de démagnétisation de l'aimant permanent, la f.é.m. à vide E_f ou le coefficient d'excitation $\varepsilon = E_f/U$



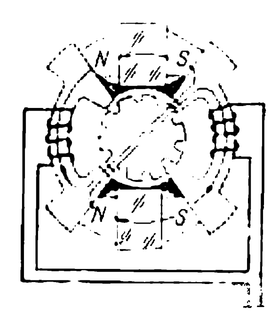


Fig. 63-13. Alternateur à fer tournant hétéropolaire à excitation magnéto-électrique :

EI, enroulement d'induit ; *AP*, aimant permanent.

et calculer les réactances X_{ad} et X_{aq} compte tenu de la réluctance de l'aimant qui peut avoir une grandeur si importante que $X_{ad} < X_{aq}$.

Les machines à aimants permanents ont été inventées depuis longtemps, au début du développement de l'électromécanique. Pourtant c'est seulement ces dernières décennies, après la mise au point de nouveaux matériaux pour la confection des aimants

permanents, possédant une grande énergie magnétique spécifique (par exemple du type magnico ou alliages à base de samarium et cobalt) qu'elles ont connu un large emploi. D'après leurs indices de masse et d'encombrement, ainsi que les caractéristiques d'utilisation, les machines à aimants permanents peuvent concurrencer, dans une certaine gamme de puissance et de vitesse de rotation, avec les machines synchrones à excitation électromagnétique.

La puissance des alternateurs synchrones à aimants permanents rapides, destinés à alimenter le réseau de bord des avions, atteint plusieurs dizaines de kilowatts. Les alternateurs et les moteurs à aimants permanents de petite puissance sont utilisés principalement à bord des avions, des automobiles et des tracteurs où leur haute fiabilité revêt une importance primordiale. Les micromoteurs à aimants permanents trouvent de nombreuses applications dans les diverses branches de la technique. Comparés aux moteurs à réluctance variable, ils offrent les avantages de meilleure stabilité de la vitesse de rotation et de meilleurs indices énergétiques mais leur cèdent en ce qui concerne le prix de revient et les qualités de démarrage.

D'après le mode de démarrage les micromoteurs synchrones à aimants permanents sont répartis en deux groupes : moteurs autodémarrants et moteurs à démarrage en asynchrone.

Les *micromoteurs à aimants permanents autodémarrants* sont utilisés pour l'actionnement de mécanismes d'horloges, de divers relais, de divers dispositifs programmeurs, etc. La puissance nominale de ces moteurs ne dépasse pas quelques watts (elle est généralement égale à quelques dizièmes de watt). Pour faciliter le démarrage, ces moteurs sont construits en polyphasés ($p > 8$) et sont alimentés depuis un réseau monophasé de fréquence industrielle.

En U.R.S.S., ces moteurs constituent la série ДСМ dans laquelle le champ multipolaire est produit au moyen d'un stator à pôles en forme de griffes et d'un enroulement d'induit monophasé en anneau.

Leur mise en route est assurée par le couple synchrone qui résulte de l'interaction entre le champ ondulatoire et les aimants permanents du rotor. Pour que le moteur démarre facilement et dans le sens voulu, on utilise des dispositifs mécaniques spéciaux qui permettent la rotation du rotor seulement dans un sens et le déconnectent de l'arbre pour la durée de mise en synchronisme.

Les *micromoteurs synchrones à aimants permanents à démarrage en asynchrone* peuvent être versés en deux formes constructives avec l'aimant permanent et l'enroulement en court-circuit de démarrage mis en position radiale ou axiale. La constitution du stator dans ces moteurs est la même que dans les machines à excitation électromagnétique. Les deux variantes possèdent l'enroulement statorique diphasé ou triphasé, elles ne diffèrent l'une de l'autre que par la construction du rotor.

Dans le cas du *moteur à position radiale de l'aimant et de l'enroulement en court-circuit de démarrage*, ce dernier est placé dans les

encoches des épanouissements polaires feuilletés des aimants permanents. Pour réduire à un niveau acceptable les flux de dispersion, les épanouissements des pièces polaires consécutives sont séparés par des intervalles non magnétiques. Parfois, pour augmenter la robustesse mécanique du rotor, les épanouissements polaires sont réunis à l'aide de connexions saturables en un noyau annulaire unique.

Dans le *moteur à position axiale de l'aimant et de l'enroulement en court-circuit de démarrage*, une partie de la longueur active est occupée par l'aimant permanent et l'autre par l'armature feuilletée portant un enroulement en court-circuit et placée près de l'aimant, l'aimant permanent et l'armature feuilletée étant fixés sur un arbre commun. Vu que les moteurs à aimants permanents restent pendant le démarrage en état excité, leur mise en marche se déroule d'une manière moins favorable que celle des moteurs synchrones ordinaires dans lesquels l'excitation est coupée pour la durée du démarrage. Cela tient à ce que lors du démarrage le rotor est soumis non seulement à un couple asynchrone positif dû à l'interaction entre le champ tournant et les courants induits dans l'enroulement en court-circuit, mais aussi à un couple asynchrone négatif développé par suite de l'interaction entre les aimants permanents et les courants que le champ des aimants permanents induit dans l'enroulement statorique.

§ 63-7. Moteurs à hystérésis

Dans les moteurs synchrones de ce type, le champ d'excitation se forme aux dépens de l'aimantation rémanente de l'armature du rotor faite en matériau magnétiquement dur. A la différence des machines synchrones magnétoélectriques dont l'armature du rotor est soumise à une aimantation préalable dans un dispositif spécial, le rotor des machines à hystérésis se trouve aimanté par le champ tournant de l'enroulement d'induit au cours du démarrage.

La vue en coupe d'un moteur à hystérésis est montrée sur la figure 63-14. Le stator de ce moteur est le même que celui d'une machine synchrone ou asynchrone ordinaire. Dans les encoches de l'armature du stator *1* est logé l'enroulement d'induit *3* polyphasé (triphasé ou diphasé) alimenté depuis un réseau à courant alternatif de tension U_{1s} et de fréquence f. Le rotor du moteur est constitué par la partie active de l'armature *2* emmanchée sur la douille *4* cylindrique. La partie active de l'armature *2* est faite par un empilage d'anneaux d'épaisseur radiale Δ, en matériau magnétiquement dur (généralement en alliage vicalloy). La douille *4* peut être faite en matériau magnétiquement doux ou en matériau non magnétique.

La figure 63-14 représente un moteur à hystérésis dans lequel la douille est fabriquée en matériau magnétiquement doux présentant une perméabilité magnétique sensiblement plus grande que celle de la partie active de l'armature du rotor. L'épaisseur Δ de

la partie active de l'armature est petite par rapport au rayon de la douille. Comme le montre le spectre du champ magnétique représenté à cette figure, les lignes du champ magnétique sont dirigées radialement tant dans la partie active de l'armature que dans l'entrefer, et l'induction B est la même dans l'armature et dans l'entrefer.

Proposons-nous d'examiner l'aimantation de la partie active de l'armature du rotor tournant à une visesse angulaire Ω, infé-

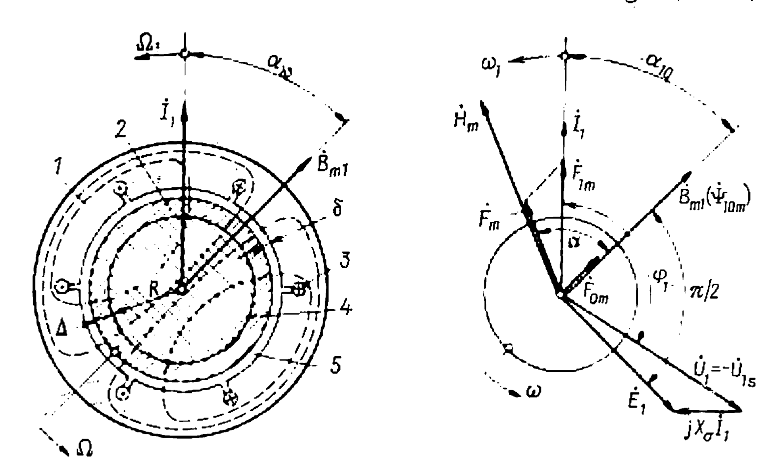


Fig. 63-14. Moteur à hystérésis :
1, armature du stator ; *2*, armature active du rotor faite en matériau magnétiquement dur (vicalloy) ; *3*, enroulement triphasé statorique ; *4*, douille en matériau magnétiquement doux ; *5*, entrefer entre le stator et le rotor.

rieure à la vitesse angulaire Ω_1 de la f.m.m. F_{1m} du stator, c'est-à-dire avec un glissement $s = (\Omega_1 - \Omega)/\Omega_1 > 0$. La f.m.m. du stator

$$F_{1m} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} m_1 \frac{I_1 w_1 k_{e1}}{p}$$

fait subir une aimantation périodique, suivant une loi harmonique, aux éléments constitutifs du circuit magnétique du moteur. Il en résulte la production d'un champ dont la somme des tensions magnétiques sur les portions distinctes du circuit compense la f.m.m. $\dot{F}_1$, c'est-à-dire que $\dot{F}_{1m} = \dot{F}_{0m} + \dot{F}_m$, où $\dot{F}_{0m} = c\dot{B}_{1m} \approx \dot{B}_{1m}\delta/\mu_0$ est l'amplitude de la tension magnétique sur toutes les portions du circuit magnétique excepté la partie active de l'armature du rotor, c'est-à-dire sur des portions où les phénomènes d'hystérésis peuvent être négligés; $\dot{F}_m = \dot{H}_m\Delta$, l'amplitude de la tension magnétique de la partie active de l'armature du rotor.

Admettons qu'un élément de partie active de l'armature du rotor s'aimante périodiquement suivant une loi harmonique avec

la pulsation de glissement $s\omega_1$ et que l'intensité du champ dans cet élément varie sinusoïdalement $H = H_m \sin (s\omega_1) t$. L'induction dans cet élément varie périodiquement suivant un cycle d'hystérésis correspondant à l'amplitude de l'intensité H_m. Connaissant l'intensité à chacun des instants t, on peut déterminer l'induction $B = f(t)$ (fig. 63-15). Comme le montre la figure, la variation de cette induction en fonction du temps n'est pas sinusoïdale. En développant cette induction en série de Fourier, on peut sélectionner sa fondamentale (variant avec la pulsation de glissement $s\omega_1$) et déterminer son amplitude B_{1m} ainsi que l'angle de déphasage α par rapport à l'intensité du champ H_m. Après cela on peut calculer le flux magnétique d'induction mutuelle $\dot{\Phi}_m = 2l\tau \dot{B}_{1m}/\pi$, le flux couplé avec l'enroulement statorique $\dot{\Psi}_{10m} = w_1 k_{e1} \dot{\Phi}_m$, la f.é.m. $\dot{E}_1 = -j\omega_1 \dot{\Psi}_{10m}/\sqrt{2}$ d'induction mutuelle et la tension $\dot{U}_1 = -\dot{U}_{1s} = \dot{E}_1 - jX_\sigma \dot{I}_1$ aux bornes de l'enroulement statorique.

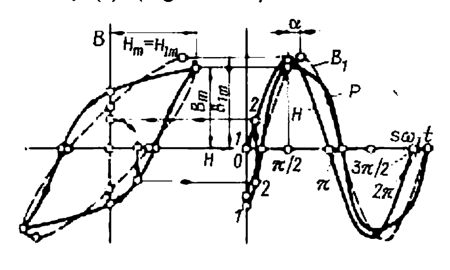


Fig. 63-15. Magnétisation alternative de la partie active de l'armature du rotor d'un moteur à hystérésis.

Le diagramme spatio-temporel du moteur à hystérésis construit d'après ces équations et les équations des f.m.m. est représenté par la figure 63-14.

Le couple moteur électromagnétique développé par le moteur à hystérésis peut être déterminé à partir de l'équation fondamentale donnant le couple électromagnétique d'une machine à courant alternatif (29-4). Il est plus commode de déterminer le couple s'exerçant sur le stator (il est égal au couple exercé sur le rotor mais dirigé dans le sens opposé):

$$M = (m_1 p/\sqrt{2})\, \Psi_{10m} I_1 \sin \alpha_{10}.$$

En exprimant Ψ_{10m} par Φ_m et I_1 par F_{1m}, on obtient

$$M = (p^2\pi/2)\, \Phi_m F_{1m} \sin \alpha_{10}.$$

Mais, comme le montre le diagramme,

$$F_{1m} \sin \alpha_{10} = F_m \sin \alpha = H_m \Delta \sin \alpha;$$

et de plus le flux d'induction mutuelle s'exprime par l'induction B_{1m} et les dimensions de la partie active de l'armature, si bien qu'en définitive on a

$$M = (p/2\pi) V W_h,$$

où $V = 2p\tau l\Delta$ est le volume de la partie active de l'armature; $W_h = \pi B_{1m} H_m \sin \alpha$, l'énergie spécifique des pertes par hystérésis

dégagées dans l'unité de volume pendant un cycle d'aimantation; $\tau = \pi R/p$, le pas polaire.

Ainsi, dans les hypothèses admises, le couple moteur électromagnétique d'une machine à hystérésis ne dépend pas du glissement et est proportionnel à l'énergie des pertes par hystérésis pendant un cycle d'aimantation (l'aire de l'ellipse correspondant à l'aimantation suivant les H et B fondamentales est toujours égale à l'aire du cycle d'hystérésis, v. fig. 63-15).

Au démarrage, le moteur à hystérésis développe un même couple électromagnétique quel que soit le glissement $s > 0$. Si ce couple est un peu supérieur au couple résistant, le moteur atteint le synchronisme. Lors de la marche à la vitesse de synchronisme il est capable de développer le même couple maximal pour un déphasage entre H_m et B_{m1} égal à α. Pourtant, il fonctionne maintenant comme un moteur synchrone magnétoélectrique, son rotor n'est pas soumis à un flux variable de sorte que les pertes par hystérésis sont nulles. Si le couple résistant diminue, la machine continue à tourner à la vitesse synchrone, mais l'angle de déphasage entre le courant primaire et le flux embrassé diminue et s'annule pour $M = 0$; lorsque le couple change de signe, la machine se maintient au synchronisme mais fonctionne en générateur. Enfin, si le couple extérieur est supérieur au couple maximal du moteur et est dirigé dans le sens de rotation, le rotor se décroche et commence à tourner à une vitesse supérieure à la vitesse de synchronisme de sorte que la machine fournit de l'énergie au réseau.

Les moteurs à hystérésis de petite puissance (non supérieure à quelques dizaines de watts) trouvent de nombreuses applications industrielles. Les avantages de ces moteurs sont surtout remarquables dans les cas où ils sont utilisés pour l'actionnement de corps présentant de forts moments d'inertie (gyroscopes).

Remarquons pour conclure que l'on utilise le plus souvent des moteurs à hystérésis dont la douille est faite en un matériau non magnétique. Dans un tel cas, la partie active de l'armature du rotor joue le rôle de la culasse et l'induction du champ magnétique y est dirigée principalement dans le sens tangentiel. Néanmoins le moteur à douille non magnétique possède des propriétés analogues et toutes les relations obtenues pour le moteur à douille magnétique lui sont applicables.

§ 63-8. Moteurs pas à pas

On donne ce nom aux moteurs de commande à action discrète, alimentés par des impulsions d'énergie électrique, dont le rotor tourne, sous l'action de chaque impulsion, d'un certain angle bien déterminé appelé pas. De tels moteurs sont utilisés dans les systèmes de commande automatique, par exemple dans les machines-outils à commande numérique.

Sous sa forme la plus simple, un moteur pas à pas hexaphasé bipolaire à réaction est représenté par la figure 63-16. Les phases

de son enroulement sont réparties en trois groupes (*1* et *4*, *2* et *5*, *3* et *6*). Les phases de chaque groupe sont connectées entre elles en parallèle et à l'encontre l'une de l'autre. C'est pourquoi lorsqu'une impulsion de tension positive est appliquée à l'une des phases du

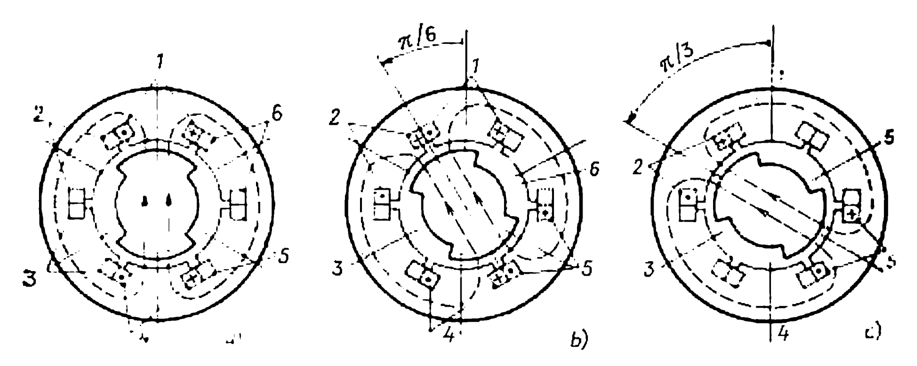


Fig. 63-16. Explication du principe de fonctionnement d'un moteur pas à pas tétraphasé.

groupe, l'autre phase est attaquée simultanément par une impulsion négative. Lorsqu'une impulsion de tension est appliquée à l'enroulement de la phase *1*, le rotor à pôles saillants prendra la position représentée par la figure 63-16, *a*. Si, la phase *1* étant sous tension, on fait agir une tension sur la phase *2*, le rotor prendra la position de la figure 63-16, *b*, en tournant d'un pas $\alpha_0 = \pi/6$. Lorsque la tension agissant sur la phase *1* est enlevée, le rotor tourne encore d'un angle $\pi/6$ (fig. 63-16, *c*), en faisant encore un pas, etc.

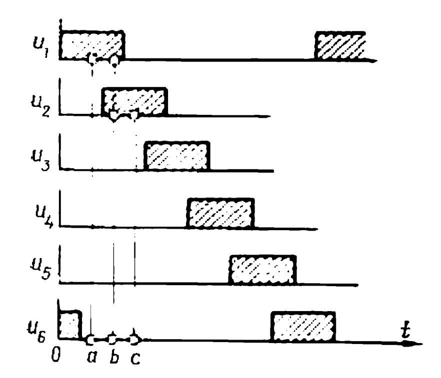


Fig. 63-17. Ordre de commutation du moteur pas à pas de la figure 63-16.

Si les impulsions de tension sont appliquées aux enroulements dans l'ordre indiqué sur la figure 63-17, le rotor tournera en sens antihoraire d'un angle $\alpha = N\alpha_0$ proportionnel au nombre N d'impulsions. Lorsque les impulsions sont injectées dans l'ordre inverse, le rotor tournera en sens horaire.

Pour commander des moteurs pas à pas, on utilise des commutateurs à tubes électroniques ou à semi-conducteurs qui forment des impulsions de tension ayant une forme et une fréquence convenables. A l'aide des circuits de commande on assure le fonctionnement des moteurs pour différentes fréquences de répétition et différents ordres de succession des impulsions ainsi que l'immobilisation de

leurs rotors dans une position déterminée pendant l'intervalle entre les impulsions.

Les propriétés de fonctionnement d'un moteur pas à pas se caractérisent par le pas, la caractéristique angulaire (variation du couple électromagnétique en fonction de l'angle entre l'axe du rotor et l'axe du champ résultant), la fréquence de répétition limite des impulsions pour laquelle les phénomènes transitoires inhérents à la rotation d'un pas arrivent à s'atténuer vers le début du pas suivant. Les qualités de démarrage du moteur se caractérisent par la fréquence de reprises, c'est-à-dire la fréquence maximale d'impulsion pour laquelle le moteur peut démarrer sans que le rotor se décroche (sans perte de pas). Suivant le type de moteur, la fréquence de reprises varie de 10 à 10 000 Hz. Les moteurs pas à pas sont en fait des moteurs synchrones alimentés par des impulsions. Aussi, un moteur pas à pas peut-il être conçu à partir de toute variante connue du moteur synchrone. Les plus appropriés pour le fonctionnement en moteur pas à pas sont les moteurs synchrones à réluctance variable, polyphasés et multipolaires ainsi que les moteurs synchrones à réluctance à fer tournant et les moteurs à fer tournant en polyphasé (v. plus haut).

Pour améliorer la précision de commande on cherche à rendre le pas des moteurs aussi petit que possible. On y arrive en augmentant le nombre de phases et de pôles ainsi que le nombre de dents au rotor dans les moteurs du type à fer tournant. Suivant la précision requise, le pas des moteurs de divers types peut varier dans les limites de 180 à 1° et moins.

§ 63-9. Machines synchrones à double alimentation

Moteur synchrone à double alimentation. — Sa constitution est la même que celle d'une machine asynchrone à rotor bobiné. Le stator et le rotor de ce moteur portent les enroulements triphasés *1* et *2* ayant un même nombre de conducteurs effectifs. Les deux enroulements sont branchés en parallèle (ou en série) sur un même réseau à courant alternatif de tension U_1 et de fréquence f_1 (fig. 63-18 si bien qu'ils sont parcourus par des courants identiques I_1 et I_2. Comme il a été établi au § 21-1, la transformation électromécanique de l'énergie dans une telle machine à deux enroulements aura lieu si son rotor est entraîné à la vitesse angulaire électrique $\omega = \omega_1 \pm \omega_2 = \omega_1 + \omega_1 = 2\omega_1$, ou à la vitesse angulaire $\Omega = \omega/p = 2\omega_1/p = 2\Omega_1$, c'est-à-dire à la double vitesse angulaire par rapport à une machine synchrone normale ayant le même nombre p de périodes. Pour réaliser cette condition, il faut brancher l'enroulement statorique *1* sur le réseau avec l'ordre direct de succession des phases et l'enroulement rotorique *2* avec l'ordre inverse. Alors, la f.m.m. F_{1m} du stator tournera à la vitesse Ω_1 dans le sens positif et la f.m.m. F_{2m} du rotor tournera avec la même vitesse dans le sens opposé et leur mouvement sera synchrone, si le rotor tourne à la

vitesse angulaire $2\Omega_1$ dans le sens positif (sur la figure 63-18 la vitesse de la f.m.m. F_{2m} par rapport au rotor ($-\Omega_1$) est montrée sur le fond du rotor tandis que la vitesse de cette même f.m.m. par rapport au stator ($\Omega_1 = 2\Omega_1 - \Omega_1$) est représentée sur le fond du stator). Par suite de l'interaction entre les champs statorique et rotorique produits par les f.m.m. F_{1m} et F_{2m} et tournant en synchronisme, le rotor est soumis au couple électromagnétique M dont

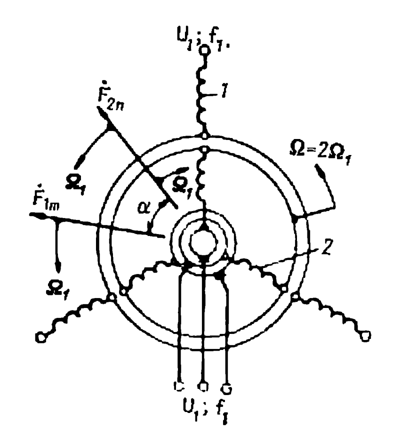


Fig. 63-18. Schéma d'un moteur synchrone à double alimentation.

Fig. 63-19. Diagramme vectoriel d'un moteur synchrone à double alimentation.

la valeur est calculée d'après la même formule que pour des machines asynchrones ou synchrones ordinaires (v. § 29-2). Numériquement ce couple est égal au couple exercé sur le stator

$$M = \frac{m_1 p}{\sqrt{2}} \Psi_{10m} I_1 \sin\frac{\alpha}{2}.$$

Il dépend du flux de champ résultant d'induction mutuelle couplé avec l'enroulement statorique Ψ_{10m}, du courant statorique I_1 et de l'angle électrique entre ces grandeurs qui est égal à la moitié de l'angle α que font les f.m.m. $\dot{F}_{1m}$ et $\dot{F}_{2m}$ (fig. 63-19).

Le couple M maintient la rotation du rotor à la vitesse synchrone, en équilibrant le couple extérieur appliqué à l'arbre. La variation du couple extérieur ne fait varier que l'angle α. Dans la marche en moteur, la f.m.m. $\dot{F}_{1m}$ est en avance sur la f.m.m. $\dot{F}_{2m}$; l'angle α et le couple M sont positifs, $\alpha > 0$ et $M > 0$; dans la marche générateur, au contraire, la f.m.m. $\dot{F}_{2m}$ est en avance sur la f.m.m. $\dot{F}_{1m}$, $\alpha < 0$ et $M < 0$. Si l'on néglige les pertes, on peut exprimer la puissance active du moteur, partagée en parties égales entre

les enroulements *1* et *2*, par deux procédés:

$$P=2m_1U_1I_1\cos\varphi=M\Omega=2m_1E_{10}I_1\sin\frac{\alpha}{2}, \qquad (63\text{-}1)$$

où $E_{10}=\omega_1\Psi_{10m}/\sqrt{2}$ est la f.é.m. induite par le champ résultant d'induction mutuelle.

Le diagramme vectoriel d'un moteur à double alimentation est représenté par la figure 63-19. Il montre que

$$I_0=2I_1\cos\frac{\alpha}{2}. \qquad (63\text{-}2)$$

Si, de plus, on ne tient pas compte de la dispersion magnétique et on pose $X_{1\sigma}=0$, on obtient $E_{10}=U_1$; $\varphi=\pi/2-\alpha/2$ et

$$I_0=\frac{E_{10}}{X_0}=\frac{U_1}{X_0}, \qquad (63\text{-}3)$$

où X_0 est la réactance d'induction mutuelle.

Après ces simplifications, on peut utiliser les expressions (63-1) à (63-3) pour exprimer la puissance active et le couple par l'angle α:

$$P=M\Omega=\frac{m_1U_1^2}{X_0}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}.$$

Les moteurs à double alimentation trouvent des applications dans des installations spéciales. Pour la mise en route il est nécessaire de les entraîner à la vitesse de synchronisme à l'aide d'un moteur auxiliaire. C'est un inconvénient sérieux. En outre, la valeur des couples d'amortissement étant petite, la marche de ces moteurs peut être affectée d'oscillations de vitesse lorsqu'ils s'écartent du synchronisme (v. § 60-1).

Machine synchrone asynchronisée. — On donne ce nom à une machine synchrone dont le rotor porte, au lieu d'un enroulement inducteur ordinaire, un enroulement d'excitation diphasé alimenté avec des courants alternatifs à la fréquence f_2 depuis un convertisseur statique de fréquence. Le stator de cette machine est réalisé suivant le type normal et est branché sur un réseau de fréquence f_1. La machine synchrone asynchronisée est en fait une machine à double alimentation dont les enroulements statorique et rotorique sont alimentés par des courants de fréquences différentes $f_1\neq f_2$ telles que généralement $f_2\ll f_1$.

Dans une telle machine, la transformation électromécanique de l'énergie se produit à condition que $\omega_2=\omega_1-\omega=s\omega_1$ ou $\Omega_2=\Omega_1-\Omega=s\Omega_1$ qui peut être réalisée tant dans la marche synchrone lorsque $\Omega_1=\Omega$ que dans la marche « asynchrone » avec un certain glissement $s=(\Omega_1-\Omega)/\Omega_1$. Lorsque le moteur marche à la vitesse synchrone, les phases de l'enroulement rotorique sont alimentées en courant continu ($\Omega_2=\Omega_1-\Omega=0$) ; dans la marche à la vitesse asynchrone, elles sont alimentées par des courants alternatifs à la fréquence de glissement $f_2=sf_1$, décalés dans le temps

de $\pi/2$, si bien que le champ d'excitation tourne par rapport au rotor à la fréquence angulaire requise $\Omega_2 = s\Omega_1$.

La fréquence f_2 des courants d'excitation est contrôlée continuellement et automatiquement de façon telle que le champ du stator et le champ d'excitation tournent à la même vitesse $\Omega_1 = \Omega + \Omega_2$ et développent un couple électromagnétique M qui maintient la rotation à la vitesse de synchronisme.

La machine synchrone asynchronisée peut être utilisée tant en générateur qu'en moteur. Pour réduire la puissance active du convertisseur de fréquence égale à $P_2 = sM\Omega$, on ne fait varier généralement le glissement s et la fréquence des courants d'excitation

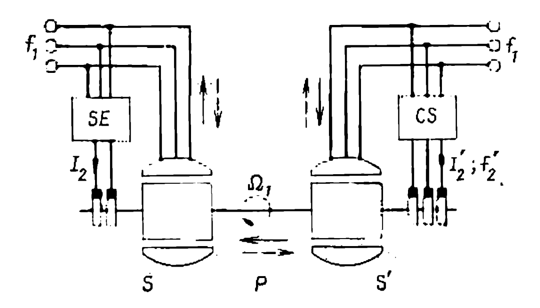


Fig. 63-20. Groupe pour le « couplage souple » entre deux réseaux électriques.

que dans des limites très étroites ($s = \pm 0{,}01$, $f_2 = 0$ à $0{,}5$ Hz). Pourtant, même avec une telle gamme d'écarts possibles par rapport à la vitesse de synchronisme, la machine synchrone asynchronisée supporte plus facilement certains régimes anormaux ou de panne (par exemple, des courts-circuits intervenant dans le réseau d'alimentation, des pompages provoqués par le débranchement de la charge, etc.). Sa marche reste stable même en cas d'avaries inadmissibles pour une machine synchrone normale, c'est là son avantage principal. Le prix de revient d'une machine synchrone asynchronisée étant plus élevé que celui d'une machine synchrone ordinaire, elle ne peut trouver des applications que dans des grosses installations où ses avantages jouent le rôle décisif.

Ces dernières années on a vu apparaître une proposition intéressante d'utiliser la machine synchrone asynchronisée pour réaliser un « couplage souple » entre deux réseaux électriques dont les fréquences f_1 et f_1' ne diffèrent que légèrement (de 0,5 à 1 % au plus). La nécessité d'un tel « couplage souple » se fait sentir par exemple dans le cas où les réseaux électriques indiqués appartiennent à des pays différents, et la puissance transmise d'un réseau à l'autre doit être indépendante de leur régime d'utilisation.

Le « couplage souple » entre les réseaux peut être réalisé suivant le schéma représenté par la figure 63-20. Ce montage comporte deux machines synchrones ayant un même nombre p de périodes:

une machine normale S et une machine asynchronisée S' dont les rotors sont réunis par un arbre commun. Le stator de la machine S est connecté à un réseau de fréquence f_1 et celui de la machine S' à un réseau de fréquence f'_1. Le rotor de la machine S est alimenté avec un courant continu I_2 depuis un système d'excitation SE; l'enroulement diphasé rotorique de la machine S' est excité par un courant alternatif I'_2 de fréquence f'_2 depuis un convertisseur statique de fréquence. Pour assurer une transformation électromécanique unidirectionnelle de l'énergie, on maintient, à l'aide du convertisseur statique CS, la fréquence du courant d'excitation au niveau de $f'_2 = s'f'_1$ où $s' = (f'_1 - f_1)/f'_1$. La valeur et le sens de la puissance à transmettre sont commandés par variation de la phase du courant I'_2 et de l'angle α entre la f.m.m. F'_{1m} du stator et la f.m.m. F'_{2m} du rotor tournant en synchronisme de la machine S'. Si la f.m.m. F'_{2m} est en arrière de la f.m.m. F'_{1m}, la machine S' fonctionne en moteur et la machine S en générateur si bien que la puissance est transmise du réseau de fréquence f'_1 au réseau de fréquence f_1 (flèches en traits continus sur la figure). Si la f.m.m. F'_{2m} est en avance sur la f.m.m. F'_{1m}, la puissance est transmise dans le sens opposé (flèches en traits interrompus sur la figure).

SIXIÈME PARTIE

MACHINES À COURANT CONTINU ET MACHINES À COMMUTATEUR À COURANT ALTERNATIF

CHAPITRE 64

MACHINES À COURANT CONTINU

§ 64-1. Destination et domaines d'emploi des machines à courant continu

Cette partie est consacrée à l'étude des machines électriques qui sont branchées à un réseau par l'intermédiaire d'un commutateur. Toute machine à courant continu doit comporter un commutateur qui transforme le courant continu en courant alternatif car l'enroulement d'induit de toute machine électrique doit être parcouru par un courant alternatif (c'est seulement dans ce cas que la machine réalise une transformation électromécanique continue de l'énergie). Le plus répandu est le commutateur mécanique réalisé sous la forme d'un collecteur avec un système de balais. Les machines comportant un tel commutateur ont reçu le nom de machines *à collecteur.* Actuellement, outre le commutateur mécanique on emploie de plus en plus largement des commutateurs équipés de soupapes commandées et non commandées. Ces dernières années, de tels commutateurs sont réalisés presque exclusivement à base de semi-conducteurs (diodes, thyristors, transistors, etc.).

Suivant la terminologie généralement adoptée, on appelle *machine à courant continu* une machine à commutateur mécanique, collecteur. Les machines à collecteur à courant continu spéciales ainsi que les machines à courant continu équipées de commutateurs à semi-conducteurs seront étudiées aux chap. 65 et 67.

Les machines à courant continu sont utilisées aussi bien en moteurs qu'en générateurs.

Moteurs à courant continu. — Ils possèdent une plage très étendue de réglage de la vitesse de rotation, conservent dans toute cette plage un rendement élevé et peuvent avoir des caractéristiques mécaniques répondant à des conditions spéciales. C'est pourquoi, bien que ces moteurs soient 2 à 3 fois plus chers que les moteurs asynchrones à rotor en court-circuit, ils sont utilisés dans les cas où leurs propriétés particulières jouent un rôle décisif. Les moteurs à courant continu trouvent de nombreuses applications dans la traction électrique (locomotives électriques de route, moteurs de

travail à bord des locomotives diesel, trains électriques de banlieu, métropolitain, tramway, trolleybus, etc.), où l'on a besoin des caractéristiques série et de larges limites de réglage de la vitesse de rotation. Les moteurs à courant continu sont souvent utilisés pour la commande de divers appareils de levage et de manutention qui exigent les mêmes propriétés. Les moteurs à courant continu de grande puissance (jusqu'à 12 000 kW) sont employés pour la commande des laminoirs (slabbings, bloomings). En métallurgie, on utilise également beaucoup d'autres moteurs à courant continu pour l'entraînement à vitesse réglable. De gros moteurs à courant continu actionnent des hélices de navires à propulsion électrique. Les moteurs à courant continu d'usage industriel général fabriqués en très grandes séries trouvent des applications pour des actionnements à vitesse réglable. Dans la presque totalité des véhicules automobiles, des tracteurs, des avions et des autres appareils volants comportant un équipement électrique à courant continu, tous les mécanismes et dispositifs accessoires sont actionnés par les moteurs à courant continu. Divers automatismes ont recours à des moteurs à courant continu de petite puissance (de quelques dixièmes de watt à plusieurs dizaines de watts).

Le courant continu nécessaire à l'alimentation des moteurs est obtenu à l'aide des génératrices à courant continu, que l'on désigne souvent sous le nom de dynamos, ou des installations de redresseurs qui convertissent le courant alternatif en courant continu.

Génératrices à courant continu. — Ces machines sont utilisées comme source d'alimentation des installations industrielles qui consomment un courant continu à basse tension (installations de galvanisation et d'électrolyse).

Les enroulements d'excitation des alternateurs synchrones sont bien souvent alimentés depuis des génératrices à courant continu (excitatrices).

On utilise aussi largement des génératrices à courant continu de types spéciaux qui possèdent des propriétés particulières (générateurs de soudage, générateurs pour éclairage des trains, dynamos amplificatrices, etc.).

§ 64-2. Quelques rappels historiques concernant les machines à courant continu

Primitivement, le développement des dynamos et celui des moteurs à courant continu suivaient des voies différentes. C'est pourquoi il est logique de considérer séparément l'histoire de création des dynamos et des moteurs jusqu'aux années 70 du siècle dernier, c'est-à-dire jusqu'à l'époque où l'on a commencé à utiliser largement le principe de réversibilité des machines électriques découvert au cours des années 30.

La possibilité de création d'un moteur électrique a été démontrée en 1821 par Faraday. Il a mis au point un appareil physique dans lequel un conducteur parcouru par un courant continu se mettait en mouvement de rotation autour d'un aimant. Cet appareil constituait en fait un prototype de machine unipolaire. Les années suivantes ont vu apparaître toute une série d'appareils

destinés à mettre en évidence la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. C'est ainsi par exemple que dans son livre publié en 1824 Barlow décrit un appareil rappelant une machine unipolaire dans lequel un disque de cuivre placé dans le champ magnétique d'un aimant permanent se mettait en rotation lorsqu'il était parcouru par un courant.

Le premier modèle expérimental d'un moteur hétéropolaire à commutateur a été décrit en 1833 par le savant anglais Ricci. Dans ce moteur, le champ était excité par un aimant en fer à cheval entre les pôles duquel était placé un électro-aimant alimenté depuis une source de courant continu par l'intermédiaire d'un commutateur. Un couple moteur de sens constant résultait de l'interaction entre l'aimant permanent et l'électro-aimant dont l'enroulement était parcouru par un courant de sens périodiquement variable.

Un moteur à courant continu à excitation électromagnétique qui a trouvé des applications pratiques pour l'actionnement de divers mécanismes a été construit par l'académicien russe Jacobi en 1834. C'était un moteur à entrefer axial constitué de deux groupes d'électro-aimants en Π placés l'un en face de l'autre et fixés, le premier groupe (quatre aimants en Π) sur un cadre fixe et le second (de constitution analogue) sur un disque tournant. Les enroulements de tous les électro-aimants étaient connectés en série (en termes modernes, c'était un moteur à excitation en série). La source d'alimentation était constituée par une batterie de piles sèches. L'inversion de polarité des électro-aimants tournants était assurée par un commutateur. En 1838, Jacobi a construit un moteur plus puissant et perfectionné qui était utilisé pour la propulsion d'une petite vedette. Ce moteur représentait une combinaison de 40 petits moteurs électriques qui ne différaient des moteurs de 1834 que par la disposition radiale, dans un même plan, des axes des électro-aimants fixes et tournants.

Le principal défaut du moteur de Jacobi était lié à la construction à pôles saillants tant de l'induit que de l'inducteur. De ce fait, le couple développé par le moteur était pulsatoire.

Un moteur électrique à induit à pôles lisses, portant un enroulement réparti, dont le couple moteur était pratiquement constant, a été construit par le savant italien Pacinotti en 1860. Dans ce moteur, l'armature magnétique de l'induit était réalisée sous la forme d'un anneau d'acier à dents fixé sur l'arbre au moyen de rayons en laiton. L'anneau de l'armature portait des bobines enroulées entre les dents. Les sorties des bobines aboutissaient aux lames du collecteur dont le nombre était égal à celui de bobines de l'induit. Le courant était amené aux lames du collecteur au moyen de rouleaux. Au regard des dents de l'induit étaient placés deux électro-aimants de polarités inverses munis d'épanouissements polaires. Les électro-aimants étaient connectés en série avec l'enroulement de l'induit; leur excitation exigeait un courant relativement peu intense (grâce à la présence de dents sur l'armature de l'induit).

Pourtant les perfectionnements importants apportés par Pacinotti dans la construction de la machine à courant continu ont été pour un certain temps oubliés. Le moteur de Pacinotti de même que celui de Jacobi n'a pas reçu d'application parce qu'un générateur électrique suffisamment économique manquait toujours.

Dans toutes les étapes, le développement des génératrices à courant continu était en retard sur celui des moteurs électriques. C'est en 1831, c'est-à-dire 10 ans après la construction du modèle d'un moteur unipolaire, que Faraday a émis l'idée de réaliser une dynamo unipolaire sous la forme d'un disque tournant dans un champ magnétique. Le premier modèle d'une génératrice hétéropolaire à courant continu utilisant un commutateur pour le redressement du courant a été construit en 1832 par les frères Picsi. Dans cette machine, le commutateur servait au redressement du courant alternatif engendré dans des bobines fixes placées sur une armature d'acier en forme de Π dont le champ magnétique changeait de sens grâce à la rotation d'un aimant en forme de Π tournant en face de l'armature.

Une dynamo magnéto-électrique de construction analogue a été utilisée à des fins pratiques pour la première fois en 1842 par Jacobi. A la différence de la dynamo des frères Picsi, cette machine avait des aimants fixes et des bobines

tournantes. Au cours des années 40 et 50 du siècle passé, c'est la dynamo magnéto-électrique à trois aimants tournants construit par l'ingénieur allemand Sterer qui a reçu quelques applications. Pour augmenter la puissance des dynamos de ce type on suivait les chemins battus: on combinait dans un seul groupe plusieurs machines analogues à celles décrites plus haut. Pendant la période de 1856 à 1865, la firme française « Alliance » produisait des dynamos magnéto-électriques de cette construction destinées à être commandées par une machine à vapeur de 6 à 10 ch.

La proposition de remplacer les aimants permanents par des électro-aimants excités par un courant provenant d'une autre dynamo magnéto-électrique a été avancée en 1851 par Sinsteden. Elle a été réalisée par exemple dans la dynamo de Wilde (1863) qui a été construite en deux versions: en alternateur monophasé (v. § 51-2) et en génératrice à courant continu. Dans le dernier cas, le courant alternatif était redressé au moyen d'un collecteur de construction simple. Le champ d'excitation était créé dans cette dynamo à l'aide d'un électro-aimant en forme de Π dont les épanouissements polaires entouraient un induit à pôles saillants portant un enroulement concentré. La tension obtenue aux balais d'une telle dynamo était ondulée.

Le brevet d'invention d'une dynamo auto-excitatrice a été déposé en 1854 par l'inventeur danois Chiort. Pour obtenir une excitation « initiale », Chiort a proposé d'utiliser des aimants permanents de sorte que sa machine était en fait une machine à excitation combinée. Le physicien hongrois Jadlik a énoncé en 1856 l'idée sur la possibilité d'auto-excitation d'un générateur par le seul magnétisme rémanent des pôles et a construit en 1861 une dynamo auto-excitatrice. En 1866, Siemens a appliqué le principe d'auto-excitation aux dynamos à excitation en série qu'on a commencé à utiliser largement pour l'alimentation des appareils d'éclairage. Pourtant c'est au nom de Gramme, collaborateur de la firme « Alliance », qu'on lie les applications industrielles des génératrices à courant continu. Cet électricien belge a fait breveter en 1870 une dynamo auto-excitatrice comportant un induit annulaire et un enroulement toroïdal dont les nombreuses sections aboutissaient aux lames d'un collecteur de construction presque moderne.

Bien que la construction de l'induit en anneau de Gramme reproduisît pour l'essentiel l'invention de Pacinotti faite en 1860, la construction de Gramme présentait néanmoins deux particularités importantes; l'armature en anneau était constituée par un faisceau de fils d'acier en vue de réduire les pertes par courants de Foucault; l'armature magnétique était sans dents, ce qui était un pas en arrière par rapport à Pacinotti et ne pouvait ne pas conduire à une augmentation de la réluctance du circuit magnétique. Grâce à ces particularités (possibilité d'obtenir une tension pratiquement continue, absence de source de courant auxiliaire pour excitation, masse relativement petite et rendement élevé), la machine de Gramme a rapidement supplanté toutes les autres et a reçu de très nombreuses applications. Le principe de réversibilité des machines électriques étant bien connu au début des années 70, on a commencé à utiliser la machine de Gramme tant en générateur qu'en moteur. Ainsi, à partir de ce temps-là les deux lignes de développement des machines électriques à courant continu, des dynamos et des moteurs, se sont confondues.

Des perfectionnements importants ultérieurs ont été apportés à la construction des machines à courant continu au cours des années 70 et 80 du siècle dernier. Un perfectionnement des plus importants a été réalisé en 1873 par les électriciens allemands Gefner-Altenek et Siemens qui ont remplacé l'induit en anneau par un induit en tambour dans lequel les deux côtés de chaque section concouraient à la production de la f.é.m. A partir de 1878, on commence à utiliser une armature d'induit dentée, ce qui a permis de réduire fortement l'intervalle non magnétique. En 1879, Siemens a utilisé une dynamo à excitation en série pour l'alimentation du premier chemin de fer électrifié présenté à l'exposition de Berlin. En 1880, le célèbre inventeur américain Edison a proposé de constituer l'armature magnétique de l'induit par un empilage de tôles d'acier isolées, ce qui a permis de réduire considérablement les pertes par courants de Foucault et la réaction de l'induit. Enfin, en 1884 a été proposé l'enroulement de

compensation et en 1885 les pôles auxiliaires destinés à réduire la réaction de l'induit et à améliorer la commutation. C'est ainsi que vers la fin du siècle passé une machine à courant continu a déjà acquis une construction tout à fait moderne.

§ 64-3. Constitution et principe de fonctionnement des machines à courant continu

La machine à courant continu est une machine électrique dont l'enroulement d'induit est connecté à un réseau à courant continu par l'intermédiaire d'un convertisseur mécanique de fréquence.

Pour simplifier la construction du convertisseur de fréquence, la machine doit être réalisée suivant la configuration inverse: l'enroulement d'excitation alimenté en courant continu est porté par le stator et l'enroulement d'induit qui est, lors de la rotation,

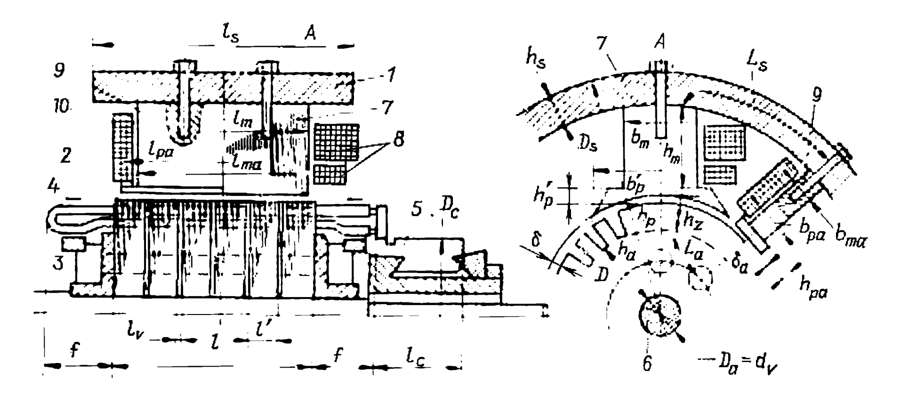


Fig. 64-1. Constitution d'une machine à courant continu :
1, bâti ; *2*, paquet de tôles de l'armature d'induit ; *3*, porte-bobinage ; *4*, enroulements d'induit ; *5*, collecteur ; *6*, arbre ; *7*, noyau du pôle principal ; *8*, enroulements d'excitation ; *9*, noyau du pôle auxiliaire ; *10*, enroulements du pôle auxiliaire.

le siège d'une f.é.m. alternative induite est logé au rotor. Ceci permet de réaliser le convertisseur de fréquence sous la forme d'un collecteur tournant aux lames duquel sont connectées les extrémités des sections de l'enroulement d'induit, et d'un système de balais fixes en contact avec les lames du collecteur.

a) Constitution de la machine à courant continu. — La machine à courant continu est montrée à la figure 64-1. Le *stator* de la machine (fig. 64-2) comprend la culasse *6*, les noyaux des pôles principaux *1* et des pôles auxiliaires *3* et les enroulements d'excitation dont les bobines entourent les noyaux des pôles. Le nombre de pôles principaux dépend de la puissance de la machine et de sa vitesse de rotation. Les machines ordinaires ont généralement quatre ou six pôles, les micromachines en ont deux et les très grosses machines en possèdent plusieurs dizaines. La figure 64-2 montre le stator d'une machine tétrapolaire. Les noyaux des pôles principaux *1* sont constitués par un empilage de tôles d'acier de construction de 1 à 2 mm

d'épaisseur serrées par les tiges filetées *8*. Dans la construction considérée, les noyaux des pôles principaux sont fixés au moyen des tiges filetées *9*, vissées dans le corps du noyau, et des écrous *10*.

Les noyaux des pôles auxiliaires sont faits en acier massif. Ils sont fixés au bâti par les boulons *4*. Les pôles principaux portent les bobines d'un seul ou plusieurs enroulements d'excitation (l'enroulement d'excitation en série *2* est parcouru par le courant d'induit redressé, l'enroulement d'excitation en dérivation *7* est connecté aux balais de l'induit, l'enroulement d'excitation séparée

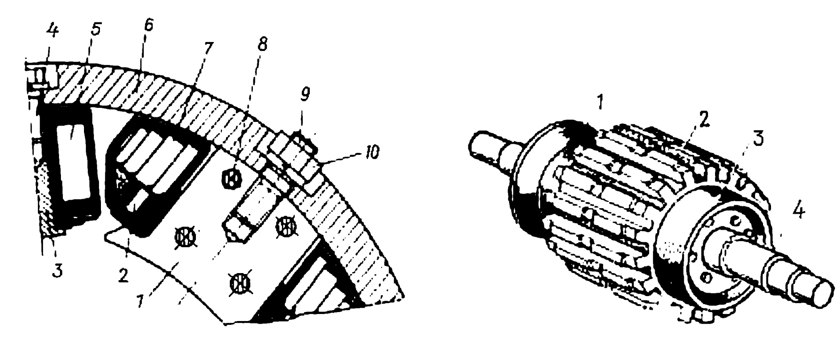


Fig. 64-2. Stator de machine à courant continu.

Fig. 64-3. Induit non bobiné.

est alimenté depuis un réseau à courant continu extérieur). Les bobines des pôles auxiliaires *5* sont connectées en série avec l'enroulement d'induit.

L'*armature de l'induit* (fig. 64-3) est constituée par un seul ou plusieurs paquets (*2* sur la figure 64-3) de tôles d'acier magnétique isolées au vernis de 0,5 mm d'épaisseur. Les paquets sont séparés par des canaux radiaux de ventilation (non représentés sur la figure 64-3). L'armature est maintenue à l'état serré par les bagues de serrage *1* et *3* qui jouent en même temps le rôle de porte-bobinages. L'armature de l'induit est emmanchée soit directement sur l'arbre *4* (comme l'indique la figure 64-3), soit sur une douille étoilée. Lorsque son diamètre extérieur $D > 100$ cm, l'armature est faite de segments.

Dans les encoches de l'armature sont logées les sections isolées de l'enroulement à deux couches dont les côtés inférieurs sont placés sur le fond des encoches et les côtés supérieurs dans la couche suivante (fig. 64-4). Les prises *4*, *6* allant vers les sections (fig. 64-5) sont soudées sur les queues de raccordement *3* des lames *1* du collecteur. La force centrifuge des prises *4*, *6* est supportée par la frette *5*. Ainsi, la prise *6* du côté inférieur d'une des sections est connectée à la prise *4* du côté supérieur de l'autre section et toutes les sections se trouvent réunies en un seul enroulement fermé sur lui-même (les schémas des enroulements sont examinés au § 64-4).

Le *collecteur* (fig. 64-5) se compose de lames de cuivre *1*. Les lames du collecteur sont isolées les unes des autres par les intercalaires *12* en micanite et de l'arbre de la machine par les rondelles coniques et cylindriques *2* en micanite. Le paquet de lames du col-

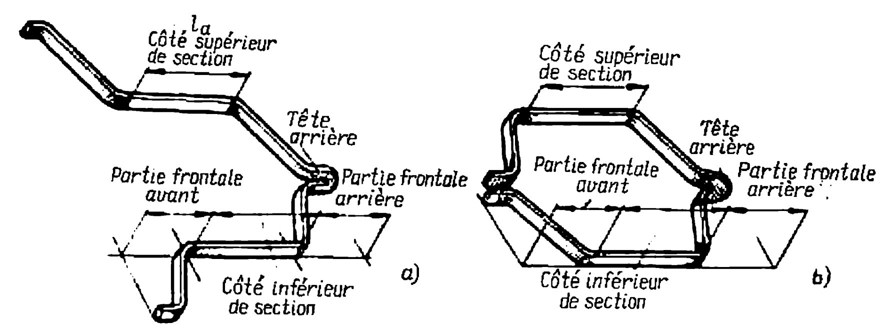


Fig. 64-4. Sections à une spire de l'enroulement d'induit :
a, enroulement ondulé ; *b*, enroulement imbriqué.

lecteur est maintenu par la douille *8* et les rondelles coniques de serrage *7* et *11* qui sont immobilisées par l'écrou *10*. Le collecteur assemblé est emmanché sur l'arbre *9* et sa surface extérieure est usinée

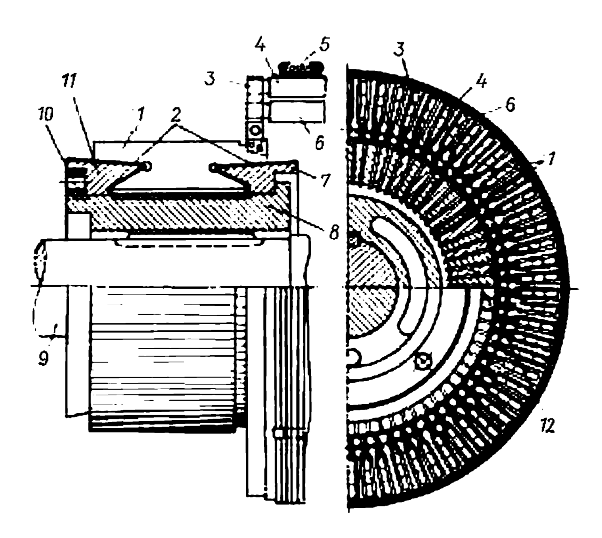


Fig. 64-5. Raccordement des sections de l'enroulement d'induit au collecteur.

simultanément avec les surfaces d'ajustement des paliers. Un tel usinage confère au collecteur une forme parfaitement cylindrique.

Le contact électrique entre l'enroulement d'induit et un réseau à courant continu est obtenu à l'aide d'un système de *balais* maintenus par des *porte-balais* (fig. 64-6). La construction du porte-

balais permet le réglage de la pression des balais sur le collecteur et un maintien automatique de cette pression à un niveau convenable au fur et à mesure que les balais s'usent. Dans le sens tangentiel, un balais couvre généralement deux ou trois lames du collecteur. Dans le sens axial, la longueur du balais ne dépasse pas 3 ou 4 cm, de sorte que pour obtenir une valeur admissible de la densité de courant dans le contact frottant on place sur un bras plusieurs porte-balais, l'un à côté de l'autre. Le nombre total de bras porte-balais est égal au nombre de pôles (une moitié a la polarité positive et l'autre la polarité négative). Les bras porte-balais sont fixés dans la couronne et en sont isolés par des douilles isolantes. La couronne

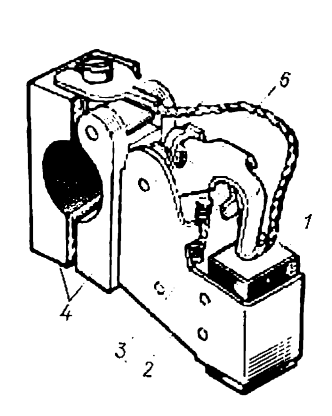


Fig. 64-6. Porte-balais :
1, balai ; *2*, cage ; *3*, ressort ; *4*, serre pour fixation au bras porte-balais ; *5*, connexion flexible ; *6*, bras de serrage.

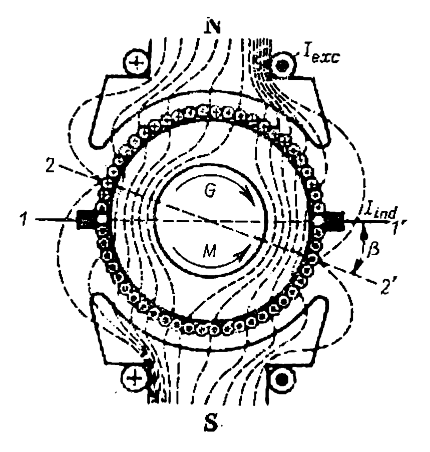


Fig. 64-7. Principe de fonctionnement de la machine à courant continu.

porte-balais est fixée à son tour au palier flasque ou au bâti (dans les machines comportant des bâtis de palier). Les bras des porte-balais de même polarité sont reliés entre eux par des barres collectrices.

b) Principe de fonctionnement de la machine à courant continu.— Dans une machine fonctionnant à vide ($I_{ind} = 0$) le champ magnétique continu n'est engendré que par la f.m.m. de l'enroulement d'excitation qui est parcouru par un courant continu I_{exc}. Lorsque l'induit tourne à une vitesse n, son enroulement est le siège d'une f.é.m. induite de fréquence $f = p\Omega/2\pi$ ou pn. Cette f.é.m. est redressée à l'aide du collecteur et des balais, si bien qu'on obtient aux balais une f.é.m. continue.

Si les balais de la machine sont branchés sur un réseau à courant continu ou sur une résistance ohmique, l'enroulement d'induit est parcouru par un courant dont la valeur dépend du rapport entre la f.é.m. et la tension du réseau. Lors du fonctionnement en génératrice (la rotation suivant la flèche G sur la figure 64-7), la f.é.m.

est supérieure à la tension du réseau ($E > U$), le courant parcourt l'induit dans le sens de la f.é.m. et l'énergie mécanique appliquée par l'intermédiaire de l'arbre de la machine est transformée en énergie électrique fournie au réseau.

Lors du fonctionnement en moteur (la rotation suivant la flèche M), la f.é.m. est inférieure à la tension du réseau ($E < U$), le courant traverse l'induit dans le sens de la tension du réseau et l'énergie électrique absorbée au réseau est convertie en énergie mécanique transmise par l'arbre à l'organe entraîné.

Lorsque la machine fonctionne en charge, en moteur ou en générateur ($I_{\text{ind}} \neq 0$), son champ magnétique est produit non seulement par la f.m.m. due au courant I_{exc} dans l'enroulement d'excitation séparée ou en dérivation mais aussi par la f.m.m. de l'enroulement d'excitation en série et de l'enroulement d'induit qui sont parcourus par le courant d'induit. Il en résulte une certaine variation du flux et de la répartition de l'induction de champ magnétique dans l'entrefer. Comme on le voit sur la figure 64-7, la ligne *2-2'* passant par les points sur la surface de l'induit en lesquels l'induction est nulle (ligne neutre magnétique) se déplace d'un angle β par rapport à sa position *1-1'* en marche à vide.

§ 64-4. Schémas des enroulements d'induit

Dans les machines à courant continu modernes on utilise des enroulements d'induit dits en tambour dont les conducteurs sont logés dans des encoches sur la surface extérieure de l'armature magnét

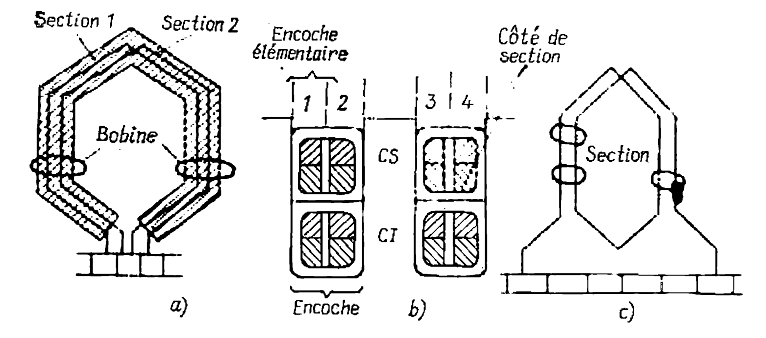


Fig. 64-8. Construction des bobines et des sections des enroulements d'induit: *a*, bobine d'un enroulement imbriqué constituée par des sections à une spire; *b*, formation d'encoches élémentaires; *c*, section à deux spires d'un enroulement ondulé.

tique de l'induit. L'enroulement d'induit a généralement deux couches et est formé par des sections isolées (v. fig. 64-4) qui sont reliées entre elles sur les lames de collecteur (fig. 64-8). Chaque section comporte une spire ($w_s = 1$, fig. 64-4, 64-8, *a*) ou plusieurs spires ($w_s > 1$, fig. 64-8, *c*). Dans les schémas des enroulements on

convient de représenter les sections à plusieurs spires sous la forme de la section à une seule spire.

Dans les encoches, les côtés de section (appelés également demi-sections ou faisceaux) sont placés dans deux couches (fig. 64-8, *b*): l'un des côtés de section forme la couche supérieure (*CS*) et l'autre la couche inférieure (*CI*). Plusieurs sections ayant une isolation commune par rapport aux parois de l'encoche constituent une bobine de l'enroulement (fig. 64-8, *a*). Le nombre de sections dans une bobine est désigné par w_s. Lors de l'établissement du schéma d'un enroulement la largeur y_1 de la section et la distance y_2 entre deux sections consécutives sont mesurées en encoches élémentaires, en entendant par encoche élémentaire une partie de l'encoche d'induit occupée par deux côtés de section placés l'un au-dessous de l'autre (dans la fig. 64-8, *b* les numéros des encoches élémentaires sont désignés par les chiffres *1*, *2*, *3*, *4*, . . .). Le nombre $Z_{élém}$ d'encoches élémentaires de l'induit est égal au nombre de sections dans l'enroulement et au nombre *K* de lames du collecteur. En plus des paramètres indiqués ci-dessus, un enroulement d'induit à courant continu se caractérise par le nombre *p* de périodes du champ pour lequel il est réalisé, le nombre *Z* d'encoches de l'induit, le nombre de sections dans la bobine ou dans l'encoche $u_s = Z_{élém}/Z$, le nombre de conducteurs effectifs $N = 2w_sZ_{élém}$, le nombre de conducteurs effectifs par encoche $u_e = N/Z = 2w_su_s$.

Suivant le mode de connexion des sections sur les lames de collecteur on distingue trois types principaux d'enroulements d'induit: les enroulements imbriqués, les enroulements ondulés et les enroulements combinés (ou en pattes de grenouille).

a) Enroulements imbriqués. — L'enroulement imbriqué à collecteur est constitué par des sections (bobines) ayant la même forme que celle des sections de l'enroulement imbriqué multiphasé à courant alternatif (v. § 22-2, fig. 22-5). *La largeur de la section ou le premier pas* y_1 (*appelé également pas arrière*) *dans l'enroulement imbriqué est choisi voisin du pas polaire* (généralement un peu inférieur au pas polaire). En mesurant la largeur de la section en encoches élémentaires, on trouve:

$$y_1 \leqslant Z_{élém}/2p, \tag{64-1}$$

où $Z_{élém}/2p = \tau$ est le nombre d'encoches élémentaires par pas polaire.

Lorsque la section a une telle largeur, l'amplitude de la f.é.m. qui y est induite est maximale.

L'*enroulement imbriqué simple* dont le schéma est représenté par la fig. 64-9, *a est obtenu par connexion en série des sections voisines qui se succèdent*. C'est ainsi que sur la lame *2* du collecteur sont connectées entre elles l'extrémité du côté inférieur (de droite) d'une section (*1* par exemple) et l'extrémité du côté supérieur (de gauche) de la section consécutive (*2* par exemple) déplacée d'une encoche élémentaire.

Le déplacement des sections qui se succèdent lorsqu'on parcourt le contour de l'enroulement est désigné sous le nom de *pas résultant y*. Comme nous l'avons vu, dans l'enroulement imbriqué simple le pas résultant y — 1. La distance entre le côté inférieur (de droite) d'une

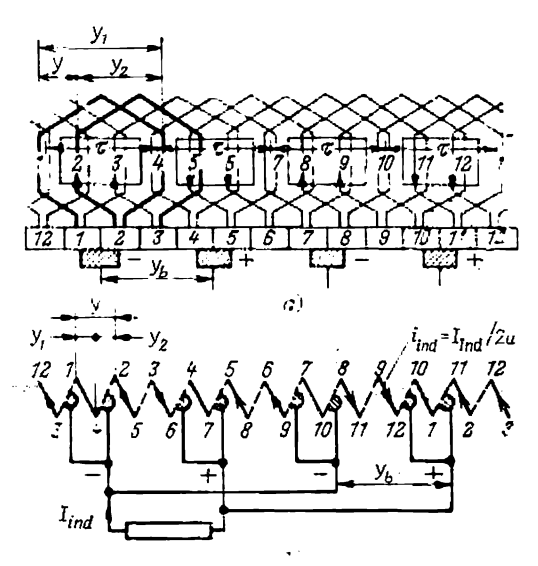


Fig. 64-9. Schémas d'un enroulement imbriqué simple ($Z_{\acute{e}l\acute{e}m} = 12$, $2p = 2a = 4$, $y_1 = 3$, $y_2 = 2$, $y = 1$, $y_b = 3$) :
a, complet ; *b*, simplifié.

section et le côté supérieur (de gauche) de la section qui la suit s'appelle *deuxième pas* (ou pas avant) y_2 de l'enroulement. Comme le montre la figure 64-9, *a* dans l'enroulement imbriqué les pas sont liés par l'équation

$$y = y_1 - y_2. \tag{64-2}$$

Dans l'enroulement imbriqué simple de la figure 64-9 on a : la largeur de la section $y_1 = 12/4 = 3$ et le deuxième pas $y_2 = y_1 - y = 3 - 1 = 2$. La connexion en série de toutes les sections de l'induit donne un enroulement fermé sur lui-même. Puisque le déplacement d'un pas polaire τ a pour effet d'inverser le sens du champ magnétique, la somme des f.é.m. induites dans le contour de l'enroulement est nulle (en effet, la f.é.m. de chaque section, par exemple, de la section *2*, est compensée par la f.é.m. induite dans la section déplacée du pas polaire $\tau = 3$, c'est-à-dire dans la section $2 + 3 = 5$, $e_2 = -e_5$, etc.). Lorsque les sections sont symétriques, les balais doivent être placés en regard des milieux des pôles à une distance $y_b = K/2p$ lames de collecteur. La figure 64-9, *b* montre le schéma simplifié de l'enroulement imbriqué, dans lequel les sections de l'enroulement sont représentées en traits pleins et les lames de collecteur en traits interrompus. Les sections y sont désignées par des numéros, placés en haut et en bas, des encoches élémentaires qui renferment leurs côtés; les numéros des lames de collecteur correspondent aux chiffres placés au-dessus des lames.

Comme on le voit sur la figure 64-9, *un enroulement imbriqué simple se répartit par rapport aux balais en*

$$2a = 2p \tag{64-3}$$

dérivations ou voies d'enroulement dont le nombre est égal à celui de pôles de la machine (sur la figure 64-9, $2a = 4$).

Si la symétrie magnétique est parfaite, les f.é.m. de toutes les voies d'enroulement sont identiques parce qu'elles sont constituées par des sections déplacées de τ $[e_2 + e_3 = -(e_5 + e_6) = e_8 + e_9 = -(e_{11} + e_{12})]$. Dans ce cas, les courants de circulation liés à la différence de ces f.é.m. et se fermant à travers les balais ne prennent pas naissance.

Lorsque l'induit tourne, les sections sont continuellement commutées d'une voie d'enroulement sur une autre. Cependant, la somme des valeurs instantanées des f.é.m. des sections formant une voie d'enroulement reste à peu près constante. Si le nombre de sections est petit, la f.é.m. d'une voie d'enroulement comporte, en plus de la composante continue, encore une composante alternative de faible valeur dont la production est liée à la variation des f.é.m. des sections branchées à l'instant donné dans la voie d'enroulement. Lorsque le nombre de sections augmente, la composante alternative devient pratiquement nulle si bien que la f.é.m. entre les balais de signes contraires devient constante et égale à la f.é.m. de la voie d'enroulement. Si une charge sous la forme d'une résistance ohmique est connectée aux balais, elle sera parcouru par un courant continu I_{ind}. *Ce courant se divise en parties égales entre les voies d'enroulement si bien que chacune d'elles sera parcourue par un courant* $i_{\text{ind}} = I_{\text{ind}}/2a$. Les sections de l'enroulement qui sont à l'instant donné en commutation, c'est-à-dire passent d'une voie d'enroulement sur une autre, sont court-circuitées par les balais (sections *1*, *4*, *7*, *10* sur la figure 64-9).

A part les enroulements imbriqués simples on utilise des *enroulements imbriqués multiples* dans lesquels le pas résultant y est égal à 2 (dans des cas exceptionnels à 3). Un tel enroulement est un ensemble de $m = y$ enroulements imbriqués simples connectés sur un seul collecteur et s'appelle enroulement imbriqué multiple d'ordre m. Le nombre de voies en parallèle d'un tel enroulement est

$$2a = 2pm. \tag{64-4}$$

Le schéma d'un enroulement imbriqué multiple est représenté par la figure 64-10 (pour plus de détails sur les enroulements multiples voir les ouvrages [65, 66]).

b) Enroulements ondulés. — Un enroulement ondulé à collecteur est constitué par des sections (bobines) ayant la même forme que celle des sections d'un enroulement ondulé polyphasé à courant alternatif (v. § 22-4, fig. 22-7). Les sections de cet enroulement ne diffèrent des sections de l'enroulement imbriqué que par la forme des prises. La largeur de la section y_1 est, tout comme dans les autres enroulements à collecteur, un peu inférieure au pas polaire $y_1 \leqslant \tau = Z_{\text{élém}}/2p$.

Un *enroulement ondulé simple* dont le schéma est représenté par la figure 64-11, *a est obtenu par connexion en série des sections déplacées l'une par rapport à l'autre d'environ deux pas polaires* $2\tau = Z_{\text{élém}}/p$. Dans cet enroulement, le pas résultant $y \approx Z_{\text{élém}}/p$ par lequel nous avons convenu d'entendre le déplacement de deux sections qui se succèdent lorsqu'on parcourt le contour de l'enroulement, doit être choisi de façon qu'après un parcours ondulé l'enroulement ne se ferme pas sur lui-même mais que le parcours suivant commence. Pour obtenir un enroulement ondulé simple, fermé une

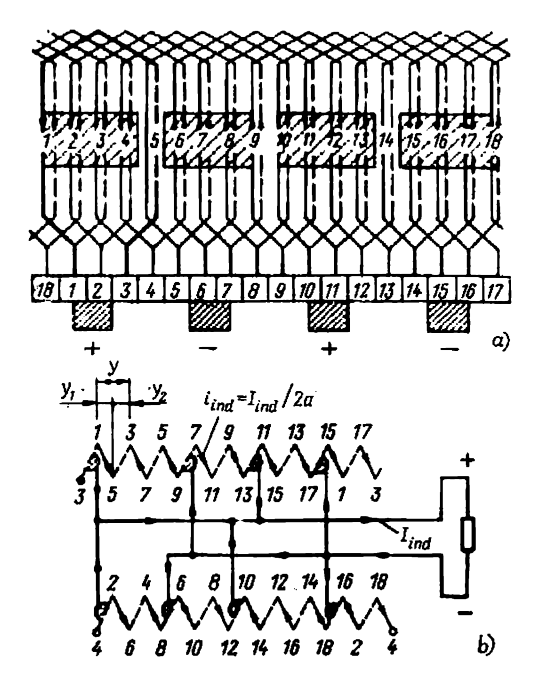


Fig. 64-10. Schémas d'un enroulement imbriqué double ($Z_{élém} = 18$, $2p = 4$, $y_1 = 4$, $y_2 = 2$, $y_b = \tau = 4^1/_2$) :
a, complet ; *b*, simplifié.

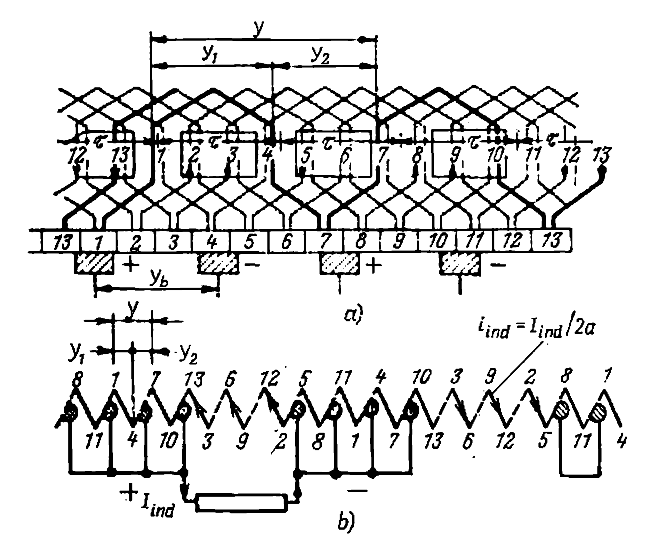


Fig. 64-11. Schémas d'un enroulement ondulé simple ($Z_{élém} = 13$, $2p = 4$, $2a = 2$, $y_1 = 3$, $y_2 = 3$, $y = 6$, $y_b = \tau = 3^1/_4$) :
a, complet ; *b*, simplifié.

seule fois sur lui-même, et comprenant toutes les sections de l'induit, il faut qu'un parcours corresponde au déplacement de $Z_{élém} \pm 1$ encoches élémentaires (si le parcours comprenait $Z_{élém}$ encoches, l'enroulement se fermerait sur lui-même après la fin de ce parcours). Un tel parcours ondulé comprend p sections (une section de chaque paire de pas polaires). Sur la figure 64-11, *a* les sections de l'un des parcours ondulés, à savoir les sections *1* et *7*, sont représentées en traits plus forts. On voit que l'étendue du parcours $yp = 6 \cdot 2 = 12$ encoches et que le parcours suivant commence par la section *13* décalée d'une encoche élémentaire par rapport à la section *1* [rappelons que le numéro d'une section est celui de son côté supérieur (de gauche)].

La longueur d'un parcours comprenant p pas résultants y doit satisfaire à la condition énoncée $py = Z_{élém} \pm 1$.

Le *pas résultant de l'enroulement ondulé* est donc donné par la formule

$$y = (Z_{élém} \pm 1)/p. \tag{64-5}$$

Le *deuxième pas de l'enroulement ondulé* par lequel on entend la distance entre le côté inférieur (de droite) d'une section et le côté supérieur (de gauche) de la section qui la suit dans le parcours, est comme il est visible sur la figure,

$$y_2 = y - y_1. \tag{64-6}$$

Dans l'exemple considéré, $y = (13 - 1)/2 = 6$, la largeur de la section $y_1 = 3 \approx \tau = 13/4 = 3^1/_4$, le deuxième pas de l'enroulement $y_2 = 6 - 3 = 3$.

La figure 64-11 présente le schéma simplifié d'un enroulement ondulé simple avec les mêmes symboles que sur la figure 64-9, *b*. Les sections d'enroulement sont représentées en traits pleins et désignées par les numéros des encoches dans lesquelles sont logés leurs côtés; les lames de collecteur, dont le numéro correspond au numéro du côté supérieur (de gauche) de la section connectée, sont figurées en traits interrompus; les numéros des côtés supérieurs (de gauche) des sections sont indiqués au-dessus du schéma et les numéros des côtés inférieurs (de droite) au-dessous du schéma. *Par rapport aux balais, l'enroulement ondulé simple se répartit en*

$$2a = 2 \tag{64-7}$$

voies en parallèle. Chacune des voies d'enroulement est parcourue par un courant $i_{ind} = I_{ind}/2a = I_{ind}/2$. Les sections en commutation sont court-circuitées par les balais de même polarité (sections *8*, *1*, *7* et *5*, *11*, *4* sur la figure 64-11, *b*).

En plus des enroulements ondulés simples on utilise aussi des *enroulements ondulés multiples d'ordre m* qui sont constitués de m enroulements ondulés simples. Le parcours de l'enroulement multiple comprenant p pas résultants y doit être de m encoches élémentaires plus court ou plus long que la circonférence de l'induit ($yp = Z_{élém} \pm m$), le pas résultant d'un enroulement ondulé multiple d'ordre m a donc pour valeur

$$y = (Z_{élém} \pm m)/p. \tag{64-8}$$

Dans les intervalles entre les encoches élémentaires occupées par l'un des enroulements simples sont placés $(m - 1)$ autres enroulements simples qui forment un enroulement multiple.

Le schéma d'un enroulement ondulé double ($Z_{élém} = 20$, $m = 2$, $2p = 4$) est représenté par la figure 64-12. Le pas résultant de cet enroulement d'après (64-8) $y = (20 - 2)/2 = 9$; la largeur de la section $y_1 = 5 = 20/4$; le deuxième

pas d'enroulement d'après (64-6) $y_{с} = 9 - 5 = 4$. Comme le montre le schéma simplifié de la figure 64-12, *b*, cet enroulement se répartit par rapport aux balais en $2 \cdot 2 = 4$ voies en parallèle. Dans le cas général, le nombre de voies d'un enroulement ondulé multiple d'ordre m est

$$2a = 2m. \qquad (64\text{-}9)$$

c) **Enroulements mixtes.**— Un enroulement mixte représente une combinaison d'un enroulement imbriqué multiple et d'un enroulement ondulé multiple logés dans les mêmes encoches et connectés au même collecteur. La section d'un tel enroulement, représentée en traits plus forts sur la figure 64-13, est

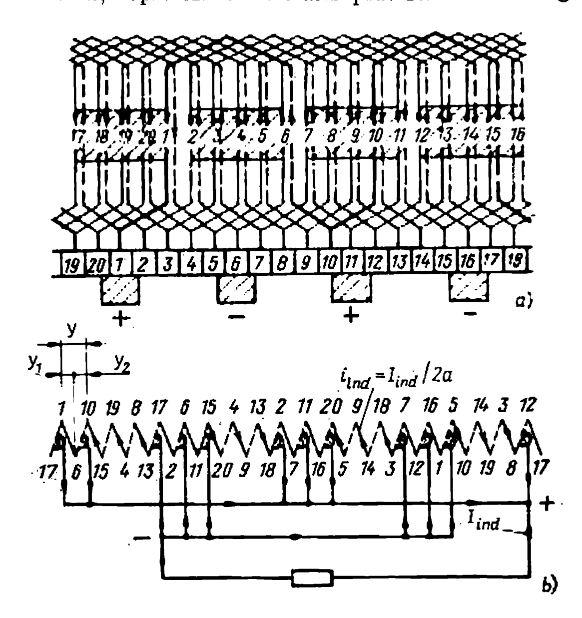


Fig. 64-12. Schémas d'un enroulement ondulé multiple ($Z_{élém} = 20$, $2p = 4$, $m = 2$, $y_1 = 5$, $y_2 = 4$, $y = 9$, $y_b = \tau = 5$, $2a = 4$) :
a, complet ; *b*, simplifié.

composée des sections de l'enroulement imbriqué et de l'enroulement ondulé ayant une même largeur ($y'_1 = y''_1$) et comportant un même nombre de spires placées ensemble. Sa configuration rappelle celle d'une grenouille, ce qui explique le nom d'enroulement en pattes de grenouille qu'on lui donne parfois. Chacun des enroulements constitutifs étant à deux couches, l'enroulement mixte obtenu est à quatre couches. Les paramètres des enroulements imbriqué et ondulé doivent être choisis de façon telle que les courants dans les voies d'enroulement soient identiques. A cet effet, il faut que les enroulements imbriqué et ondulé aient un même nombre de voies d'enroulement (v. (64-4), (64-9))

$$2a' = 2pm' = 2m'' = 2a'' \quad \text{ou} \quad pm' = m'', \qquad (64\text{-}10)$$

où $m' = y'$ est l'ordre de l'enroulement imbriqué ;
m'', l'ordre de l'enroulement ondulé.

De plus, il faut que les contours créés par les sections des enroulements ne soient pas parcourus par des courants de circulation. A cet effet on doit satisfaire aux relations suivantes:

$$y'_1 = y''_1 = Z_{élém}/(2p) ; \quad y'_2 = y''_2 ; \quad y' + y'' = Z_{élém}/p. \qquad (64\text{-}11)$$

Un exemple d'enroulement mixte ($Z_{\text{élém}} = 24$; $2p = 6$; $2a = 12$) est fourni par la figure 64-13. L'ordre de l'enroulement imbriqué $m' = y' = 1$. L'ordre de l'enroulement ondulé selon (64-10) est égal à $m'' = pm' = 3 \cdot 1 = 3$; la largeur de la section suivant (64-11) $y'_1 = y''_1 = 24/6 = 4$; le pas résultant de l'enroulement ondulé est

$$y'' = \frac{Z_{\text{élém}} \pm m''}{p} = \frac{24-3}{3} = 7;$$

la somme des pas satisfait à la condition (64-11), c'est-à-dire que $y' + y'' = 1 + 7 = 24/3 = Z_{\text{élém}}/p$. On voit sur la figure 64-13 que, les conditions

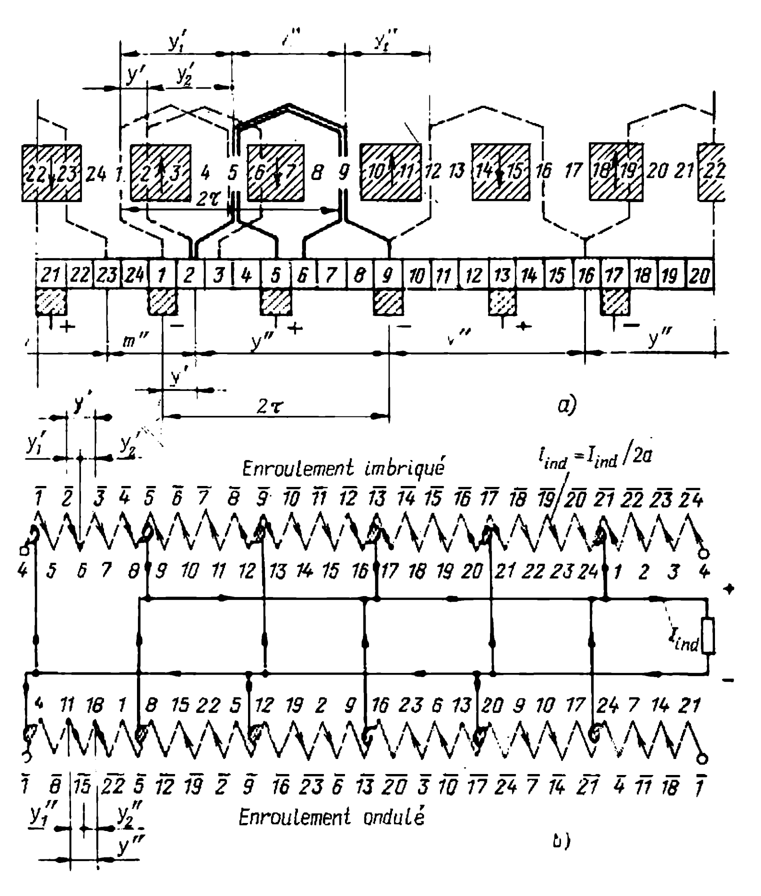


Fig. 64-13. Schémas d'un enroulement mixte ($Z_{\text{élém}} = 24$, $2p = 6$, $y'_1 = y''_1 = 4$, $y' = m' = 1$, $y'' = 7$, $y'_2 = 3$, $y''_2 = 3$) :
a, complet ; *b*, simplifié.

(64-11) étant satisfaites, la somme des f.é.m. dans la section *1* de l'enroulement imbriqué et dans la section *5* de l'enroulement ondulé, connectées en série et mises en court-circuit par les balais de même polarité, est nulle. La figure 64-13, *b* présente le schéma simplifié d'un enroulement mixte avec les mêmes symboles que ceux adoptés pour les figures qui précèdent, à cette différence près que le

numéro attribué à une lame de collecteur est celui du côté supérieur (de gauche) de la section de l'enroulement imbriqué connectée à cette lame. Les numéros des lames de collecteur (figurées en traits interrompus dans le schéma) sont donnés par des chiffres surmontés d'un trait. L'examen de la figure 64-13 montre que l'enroulement mixte examiné possède $6 \cdot 2 = 12$ voies en parallèle entre lesquelles le courant se distribue en parties égales. Dans le cas général l'enroulement mixte comporte

$$2a = 2a' + 2a'' = 2 \cdot 2a' = 4pm' \qquad (64\text{-}12)$$

voies d'enroulement.

d) Connexions équipotentielles dans les enroulements d'induit. — En examinant un enroulement imbriqué simple, nous avons constaté qu'en cas de symétrie magnétique parfaite les f.é.m. des voies d'enroulement sont identiques et que les courants se répartissent entre elles en parties égales. Or, dans les conditions réelles une symétrie magnétique parfaite est irréalisable. Les entrefers et l'induction magnétique sous des pôles peuvent être différents de sorte que les f.é.m. de diverses voies d'enroulement peuvent différer notablement l'une de l'autre. Dans ces conditions, les contours constitués par les voies d'enroulement en parallèle et les connexions entre les balais de même polarité sont parcourus par des courants de circulation qui se ferment à travers le contact frottant balais-collecteur. Ceci trouble le fonctionnement normal du contact et augmente les étincelles au collecteur. Pour empêcher ce phénomène indésirable de se produire, l'enroulement imbriqué simple est muni de *connexions équipotentielles* dites *de première espèce.* Les connexions équipotentielles réunissent électriquement des points de l'enroulement, théoriquement équipotentiels, qui doivent être déplacés d'une période de champ ou de deux pas polaires 2τ. La distance entre les points équipotentiels dans les encoches élémentaires ou dans les lames de collecteur s'appelle *pas de connexions équipotentielles* y ou *pas de potentiel* $y_p = 2\tau = Z_{élém}/p = K/p$, où K est le nombre de lames de collecteur.

Lorsque la symétrie du champ magnétique est parfaite, les points réunis par les connexions équipotentielles ont réellement le même potentiel, ces connexions ne sont donc parcourues par aucun courant. Lorsqu'il y a une asymétrie, les courants de circulation qui en résultent se ferment à travers les connexions équipotentielles sans passer par les balais. Les points équipotentiels sont généralement choisis sur les lames de collecteur ou sur les têtes de bobines du côté opposé au collecteur. Dans l'enroulement représenté à la figure 64-9, les lames de collecteur équipotentielles sont distantes de $y_p = Z_{élém}/p = 12/2 = 6$ encoches élémentaires. Si les connexions équipotentielles sont réalisées sur chaque lame de collecteur, leur nombre total sur l'induit sera égal à $Z_{élém}/p$ (dans le cas considéré à 6). En pratique, il suffit d'établir 2 ou 3 fois moins de connexions équipotentielles. Dans l'enroulement de la figure 64-9, par exemple, il suffit de relier électriquement entre elles les lames de collecteur *1* et *7*, *3* et *9*, *5* et *11*.

Dans les enroulements ondulés simples, les sections de chacune des voies d'enroulement sont placées sous tous les pôles, de sorte que les courants de circulation ne prennent pas naissance en cas d'une asymétrie magnétique. Les connexions équipotentielles n'y sont pas nécessaires.

Dans les enroulements imbriqués et ondulés multiples constitués par plusieurs enroulements simples, la répartition du courant entre les enroulements simples qui ne sont réunis électriquement que par le contact balais-collecteur, dépend de l'état de ce contact et de la position des balais par rapport aux lames de collecteur. Pour la même raison, la tension entre deux lames de collecteur consécutives appartenant à des enroulements simples différents peut dépasser la valeur admissible. Pour éviter ces phénomènes indésirables, les points équipotentiels des enroulements simples sont reliés entre eux à l'aide de *connexions équipotentielles de deuxième espèce.*

Pour la réalisation de telles connexions équipotentielles dans les enroulements doubles, la lame de collecteur K de l'un des enroulements simples doit être reliée à un point n de l'autre enroulement simple où la tension entre les lames de collecteur $K - 1$ et $K + 1$ se divise en deux parties égales. Dans les

enroulements imbriqués doubles, lorsque $Z_{\text{élém}}/p = K/p$ est égal à un nombre impair, les connexions équipotentielles de deuxième espèce de pas $y_p = K/p$, qui relient deux enroulements simples, servent en même temps de connexions équipotentielles de première espèce. De telles connexions équipotentielles peuvent être réalisées dans l'enroulement représenté à la figure 64-10 (avec le pas $y_p = Z_{\text{élém}}/p = 18/2 = 9$ on doit relier électriquement, par exemple, chaque troisième lame, c'est-à-dire les lames *1* et *10*, *4* et *13*, *7* et *16*). Lorsque K/p est un nombre pair, l'enroulement imbriqué double comporte tant les connexions équipotentielles de première espèce que celles de deuxième espèce. Dans ce cas, les connexions équipotentielles de deuxième espèce passent à travers de l'induit et relient la lame de collecteur K de l'un des enroulements simples à la partie frontale opposée de la section de l'autre enroulement simple soudé sur les lames $K - 1$ et $K + 1$. Dans les enroulements ondulés multiples d'ordre m, les connexions équipotentielles de première espèce ne sont pas utilisées, alors que les connexions équipotentielles de deuxième espèce sont réalisées avec le pas $y_p = Z_{\text{élém}}/m = K/m$. Dans ces conditions, le point n auquel doit être reliée la lame de collecteur K se situe sur le collecteur (si p/m est un nombre entier) ou sur la partie frontale opposée (si p/m n'est pas un nombre entier). Dans l'enroulement ondulé double représenté à la figure 64-12, le rapport $p/m = 2/2 = 1$, si bien que les connexions équipotentielles peuvent être réalisées avec le pas $y_p = Z_{\text{élém}}/m = 20/2 = 10$ sur le collecteur (on doit relier électriquement par exemple chaque deuxième lame, c'est-à-dire les lames *1* et *11*, *3* et *13*, *5* et *15*, *7* et *17*, *9* et *19*).

Dans les enroulements mixtes, la réalisation des connexions équipotentielles n'est pas nécessaire parce que (v. fig. 64-13) les sections de l'enroulement imbriqué servent de connexions équipotentielles de deuxième espèce pour l'enroulement ondulé multiple, alors que les sections de l'enroulement ondulé servent de connexions équipotentielles de première espèce pour l'enroulement imbriqué.

§ 64-5. Force électromotrice de l'induit

a) F.é.m. induite dans une spire de l'enroulement d'induit. — Dans les machines électriques, les portions actives des spires des enroulements sont généralement logées dans les encoches des armatures magnétiques. Comme nous l'avons vu plus haut (§ 29-3), l'induction magnétique est pratiquement nulle dans la zone des encoches occupées par les conducteurs et maximale dans les dents. C'est pourquoi le déplacement de l'armature de l'induit dans un champ magnétique fixe produit des variations périodiques de l'induction en tout point situé dans la zone des dents et des encoches de l'induit. L'induction s'annule lorsque ce point se trouve en regard d'une encoche de l'induit et atteint sa valeur maximale lorsqu'il se trouve en regard d'une dent. Dans ces conditions, les f.é.m. induites dans les côtés de la spire ne peuvent pas être déterminées à l'aide de la formule de Faraday $e_1 = B_{e1}lv$ qui n'est valable que dans le cas où *le déplacement du conducteur n'influe pas sur le champ fixe lui-même.* En effet si l'on introduit dans cette formule l'induction dans une encoche comportant un conducteur $B_{e1} = B_{e2} = 0$, on obtient $e_1 = 0$ et $e_2 = 0$, quelle que soit la vitesse de déplacement v, ce qui est contraire à l'expérience.

La valeur de la f.é.m. induite dans une spire peut être trouvée en partant de l'énoncé plus général de la loi de l'induction électromagnétique qui a été proposé par Maxwell:

$$e = -\frac{d\Psi}{dt}.$$

Déterminons la f.é.m. due uniquement au champ magnétique fixe dont les lignes de force traversent l'entrefer. La courbe traduisant la répartition de la composante radiale de l'induction B de ce champ dans l'entrefer, prise en valeur moyenne dans les limites des pas dentaires, est montrée à la figure 64-14. Le

flux Ψ couplé avec la spire correspond au flux à travers le contour de la spire. Dans la position de départ *1*, *2*, lorsque les axes des encoches renfermant la spire ont les coordonnées x_1 et x_2, on a

$$\Psi = \Phi = \int_{x_1}^{x_2} Bl\,dx.$$

Après le déplacement, pendant le temps dt, d'une petite distance $dx = v\,dt$, au bout duquel la spire prendra la position *1'*, *2'*, le flux qu'elle embrasse deviendra

$$\Psi' = \Psi + d\Psi = \Psi + d\Phi_2 - d\Phi_1,$$

où $d\Phi_1 = B_1 l\,dx$ est la variation du flux embrassé par la spire due au déplacement de l'encoche *1* ;

$d\Phi_2 = B_2 l\,dx$, la variation du flux embrassé due au déplacement de l'encoche *2*.

En tenant compte du fait que le courant qui prend naissance sous l'effet d'une f.é.m. s'oppose toujours à la variation du flux total embrassé, exprimons la f.é.m. d'une spire

$$e = -\frac{d\Psi}{dt} = \frac{(B_1 - B_2)\,lv\,dt}{dt} = e_1 - e_2, \qquad (64\text{-}15)$$

où $e_1 = B_1 lv$ est la f.é.m. induite dans le côté actif de gauche de la spire;

$e_2 = B_2 lv$, la f.é.m. induite dans le côté actif de droite de la spire.

Ainsi, nous avons réussi à exprimer la f.é.m. d'une spire par la différence des f.é.m. induites dans ses côtés actifs. De plus, on peut constater que *la f.é.m. d'un conducteur placé dans une encoche peut être exprimée de façon formelle par la formule de Faraday à condition d'y introduire la valeur moyenne de la composante radiale de l'induction dans l'entrefer sur l'axe de l'encoche qui renferme le conducteur.*

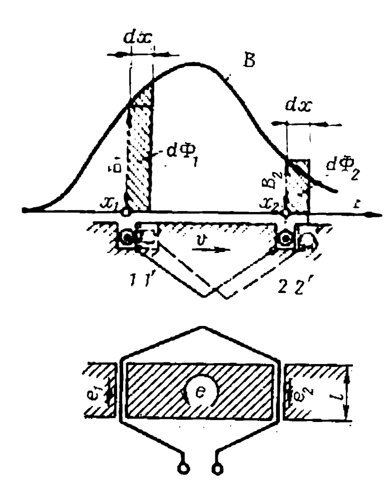


Fig. 64-14. F.é.m. induite dans une spire de l'enroulement d'induit.

b) Force électromotrice d'une voie d'enroulement d'induit. — La f.é.m. instantanée d'une voie d'enroulement branchée entre les balais de polarités inverses se compose des f.é.m. des sections qui sont insérées à l'instant considéré dans cette voie d'enroulement et, en dernier ressort, des f.é.m. $e = B_\delta l_\delta v$ des conducteurs de la section qui dépendent de l'induction B_δ dans l'entrefer sur l'axe de l'encoche renfermant le conducteur. Lorsque l'induit tourne à une vitesse angulaire constante Ω, c'est-à-dire lorsque le conducteur se déplace à une vitesse linéaire périphérique constante $v = \Omega R$, où R est le rayon de la surface extérieure de l'induit, la variation périodique de la f.é.m. e dans le temps est pareille à la variation périodique de l'induction suivant la circonférence de l'entrefer. La période temporelle T de la f.é.m. correspond à la période spa-

tiale 2τ de l'induction. La période T de la f.é.m. est le temps que le conducteur met pour se déplacer d'une distance $2\tau = 2\pi R/p$, c'est-à-dire que $T = 2\tau/v = 2\pi/(p\Omega)$. Par conséquent, la fréquence de variation de la f.é.m. dans les conducteurs (sections) de l'enroulement d'induit est

$$f = 1/T = p\Omega/2\pi = pn, \tag{64-14}$$

où $n = \Omega/2\pi$ est la vitesse de rotation de l'induit en tr/s.

Passons maintenant à la détermination de la f.é.m. d'une voie d'enroulement. Comme il a été montré au § 64-4, les conducteurs des sections constituant une voie d'enroulement se situent toujours sous plusieurs pôles: dans les enroulements imbriqués ils sont disposés sous deux pôles consécutifs (v. fig. 64-9, 64-10) et dans les

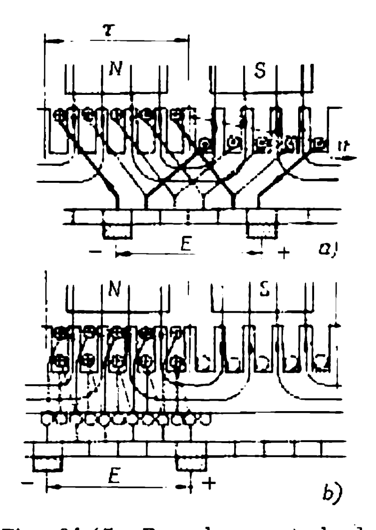


Fig. 64-15. Remplacement de la f.é.m. induite dans une voie en parallèle d'un enroulement imbriqué simple par une somme équivalente des f.é.m. dans les conducteurs disposés sous un seul pôle.

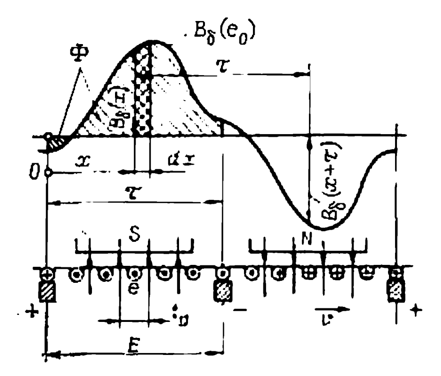


Fig. 64-16. Force électromotrice d'une voie en parallèle de l'enroulement d'induit.

enroulements ondulés, sous tous les pôles de la machine (fig. 64-11, 64-12). Pour tourner les difficultés liées à la sommation des f.é.m. des conducteurs disposés sous des pôles différents, commençons par représenter la f.é.m. d'une voie d'enroulement par la somme des f.é.m. des conducteurs placés sous un seul pôle (ou plus exactement sur un pas polaire). Montrons comment on peut le faire pour la voie d'un enroulement imbriqué simple représenté à la figure 64-15. Lorsque la largeur de la section est égale au pas polaire, la f.é.m. e_i induite dans le côté inférieur de la section et la f.é.m. e_s produite dans le côté supérieur de la section sont égales en valeur absolue et

de signes contraires (la première et la dernière sections de l'enroulement sont figurées en traits plus forts): $e_i = -e_s$.

On peut s'en assurer facilement si l'on se rappelle que le champ magnétique de la machine change de signe, tant dans la marche à vide qu'en charge, lorsqu'on se déplace d'un pas polaire (v. par exemple fig. 64-16)

$$B_\delta (x + \tau) = -B_\delta (x).$$

Par suite, selon (64-13) la f.é.m. d'une section comportant une seule spire est égale au double de la f.é.m. du côté supérieur ($e = e_s - e_i = 2e_s$). Cela signifie que la f.é.m. de la section restera inchangée si le conducteur du côté inférieur est remplacé par un conducteur supplémentaire placé dans la même encoche qui renferme le côté supérieur et on constitue avec ces deux conducteurs une section à deux spires qui entoure la culasse comme l'indique la figure 64-15, *b*. Il sera induit dans cette section une f.é.m. $e = e_s + e_s = 2e_s$. En effectuant ce remplacement pour toutes les sections insérées dans une voie d'enroulement, on obtient un groupement de conducteurs équivalent d'après la somme des f.é.m. et disposé sous un seul pôle (dans le cas considéré sous un pôle nord). Ces conducteurs forment avec les parties frontales une voie en parallèle d'un enroulement dit hétéropolaire toroïdal à collecteur qui est constitué par les mêmes sections (bobines) qu'un enroulement toroïdal à courant alternatif (v. § 19-3). On obtient entre les balais frottant sur le collecteur de l'enroulement toroïdal exactement la même f.é.m. E qu'aux balais d'un enroulement imbriqué simple (fig. 64-15, *a*).

Par un raisonnement analogue, on peut démontrer que *la f.é.m. d'une voie en parallèle d'un enroulement en tambour à collecteur peut être obtenue en faisant la somme des f.é.m. dans les conducteurs constituant une voie et répartis régulièrement sur un pas polaire.* Comme le montre la figure 64-15, ce pas polaire doit être symétrique par rapport au balai de l'enroulement en tambour. Si les balais sont montrés conventionnellement en contact avec les conducteurs, comme l'indique la figure 64-16, les conducteurs doivent être régulièrement disposés sur le pas polaire compris entre deux balais consécutifs.

Répartissons les conducteurs d'une voie d'enroulement régulièrement sur un pas polaire sud (fig. 64-16). Si le nombre de conducteurs actifs de l'enroulement est $N = 2Z_{\text{élém}}u_s$, la voie d'enroulement comportera $N_a = N/(2a)$ conducteurs connectés en série et chaque conducteur occupera une fraction du pas polaire $t_a = \tau/N_a = 2a\tau/N$ (sur la figure 64-16, $N_a = 6$ et $t_a = \tau/6$). Supposons que la répartition de la composante radiale de l'induction B_δ dans l'entrefer sur la longueur de calcul l_δ est connue. Alors la f.é.m. induite dans le conducteur situé à une distance x du bord du pas polaire est $e = B_\delta l_\delta v$ et la f.é.m. par unité de longueur de la circonférence dans la zone de ce conducteur a pour expression

$$e_0 = \frac{e}{t_a} = \frac{p\Omega N}{2\pi a} l_\delta B_\delta,$$

puisque

$$\tau = \pi R/p\,; \quad v = \Omega R.$$

(En établissant ces formules, on n'a pas tenu compte du fait que les sections court-circuitées par les balais sont exclues de la voie d'enroulement.) La f.é.m. totale dans la voie d'enroulement sera donnée par l'intégrale des f.é.m. par unité de longueur

$$E = \int_0^\tau e_0\,dx = \frac{p\Omega N}{2\pi a}\int_0^\tau B_\delta l_\delta\,dx$$

ou

$$E = \frac{p\Omega N\Phi}{2\pi a} = 4fw\Phi = c_0\Omega\Phi, \qquad (64\text{-}15)$$

où $\Phi = \int_0^\tau B_\delta l_\delta dx$ est le flux magnétique par pôle dont la valeur est proportionnelle à l'aire de la surface sur la figure 64-16;

$w = N/(4a)$, le nombre de spires d'une voie d'enroulement de l'induit;

f, la fréquence de la f.é.m. dans l'induit suivant (64-14);

$c_0 = \dfrac{pN}{2\pi a}$.

Ainsi, la f.é.m. d'une voie d'enroulement est proportionnelle au produit de la vitesse angulaire de l'induit par le flux magnétique à travers le pas polaire compris entre les conducteurs en contact avec les balais.

Exemple 64-1. Calculer la f.é.m. dans l'enroulement ondulé simple d'un moteur à courant continu de 14 kW, 220 V, 1500 tr/mn sachant que $Z_{\text{élém}} = 93$, $u_s = 2$; $2p = 4$; $2a = 2$, $\Phi = 0{,}01099$ Wb.

Après avoir déterminé $N = 2Z_{\text{élém}}u_s = 2\cdot 93\cdot 2 = 372$ et $\Omega = 2\pi n = 2\pi\cdot 1500/60 = 157$ rd/s, on trouve à l'aide de (64-15) que

$$E = \frac{2\cdot 157\cdot 372\cdot 0{,}01099}{2\pi\cdot 1} = 204{,}4 \text{ V}.$$

c) Influence du raccourcissement du pas de section et du nombre de sections dans une voie d'enroulement sur sa f.é.m.— Pour établir la formule (64-15) nous avons pris un pas de section égal au pas polaire et avons considéré que le nombre de conducteurs dans une voie d'enroulement était infiniment grand. En vue d'évaluer l'influence du raccourcissement du pas de section et de passer à un nombre fini de conducteurs dans une voie d'enroulement, développons le champ dans l'entrefer en série harmonique et tenons compte seulement du premier harmonique de l'induction d'amplitude B_{1m} auquel correspond le flux magnétique

$$\Phi_1 = \frac{2}{\pi} B_{1m} l_\delta \tau.$$

Les forces électromotrices dans différentes sections de l'enroulement d'induit peuvent être exprimées par leurs valeurs complexes de même que pour les bobines

ou groupes de bobines de l'enroulement d'induit d'une machine synchrone. La composition des f.é.m. complexes des sections dans les limites du contour fermé de l'enroulement est effectuée sur la figure 64-17 ($2p = 2$, $Z_{\text{élém}} = 12$, $K = 12$). La somme de ces f.é.m. qui forment un dodécagone régulier est nulle.

L'amplitude de la f.é.m. d'une section distincte se calcule à l'aide de la formule (27-5). Avec les notations adoptées dans le présent chapitre, elle a pour valeur

$$E_s = 2\pi f \overline{w_s} k_r \Phi_{1m}, \qquad (64\text{-}16)$$

où $k_r = \sin \frac{y_1 \pi}{2\tau}$ est le facteur de raccourcissement de section.

La f.é.m. maximale aux balais est égale à la somme géométrique des f.é.m. des sections insérées dans une voie d'enroulement et correspond au diamètre du polygone des f.é.m. des sections

$$E_{1\,\max} = \frac{Z_{\text{élém}}}{2a} k_d E_s, \qquad (64\text{-}17)$$

où $Z_{\text{élém}}/2a$ est le nombre de sections dans une voie d'enroulement.

Le facteur de distribution pour une voie d'enroulement occupant une zone de π radians s'exprime par le rapport de la somme géométrique des f.é.m. des sections à leur somme arithmétique ou (pour un nombre suffisamment grand de sections lorsque le polygone se rapproche d'une circonférence) par le rapport du diamètre à la demi-longueur de la circonférence des f.é.m.

$$k_d = \frac{2R_E}{\pi R_E} = \frac{2}{\pi}.$$

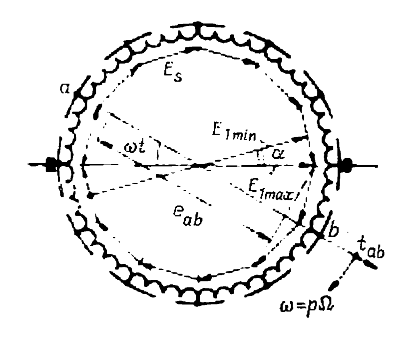


Fig. 64-17. Diagramme des f.é.m. des sections.

En introduisant ces données, on obtient la formule pour la f.é.m. d'une voie d'enroulement tenant compte du raccourcissement du pas de section

$$E_{1\max} = 4fwk_r \Phi_{1m}. \qquad (64\text{-}18)$$

Elle diffère de la formule (64-15) par le facteur de raccourcissement. Pourtant, pour des raccourcissements du pas qu'on rencontre dans les machines à courant continu, le facteur k_r est très voisin de l'unité:

y_1/τ	0,9	0,95
k_r	0,988	0,996

Le résultat qu'on obtient à l'aide de la formule (64-15) est donc suffisamment exact.

En se servant du polygone des f.é.m. (fig. 64-17), on peut évaluer de façon approchée les variations possibles de la f.é.m. d'une voie d'enroulement occasionnées par le déplacement de ses sections dans le champ magnétique. Lorsque le nombre de sections ou le nombre de lames de collecteur par paire de pôles est pair (K/p un nombre pair), la valeur minimale $E_{1\min}$ de la f.é.m. de la voie d'enroulement est égale à la distance entre les côtés opposés du polygone; le rapport de cette f.é.m. à la f.é.m. maximale est

$$\frac{E_{1\,\min}}{E_{1\,\max}} = \cos\alpha,$$

où $\alpha = \pi p/K$ est l'angle montré sur la figure 64-17.

L'écart de la tension de la voie d'enroulement par rapport à la valeur moyenne, exprimé en pourcentage de cette dernière, se calcule par la formule

$$\Delta E\ \% = \frac{\Delta E}{E_1}100 = \frac{0{,}5\,(E_{1\,max} - E_{1\,min})}{0{,}5\,(E_{1\,max} + E_{1\,min})}\cdot 100 = 100\ \mathrm{tg}^2\,\frac{\pi p}{2K}. \qquad (64\text{-}19)$$

Lorsque le nombre de lames du collecteur augmente, cet écart diminue rapidement

K/p	4	8	10	20	40
ΔE, %.	17,2	4	2,5	0,62	0,16

§ 64-6. Couple électromagnétique

En marche de régime, le couple moteur extérieur M_{ext} appliqué à l'arbre d'une machine à courant continu est équilibré par le couple électromagnétique M qui résulte de l'interaction entre les courants dans l'enroulement d'induit et le champ magnétique. Comme on peut s'en rendre compte en appliquant la règle des trois doigts de la main droite pour déterminer le sens de la f.é.m. et la règle des trois doigts de la main gauche pour déterminer le sens des forces électromagnétiques, dans la marche en génératrice, lorsque $U < E$ et les courants dans l'enroulement d'induit coïncident avec la f.é.m. induite, le couple électromagnétique est dirigé dans le sens opposé à la rotation (indiquée sur la figure 64-18 par la flèche G). Lors du fonctionnement en moteur, quand les courants parcourent l'induit dans le sens opposé à la f.é.m., le couple électromagnétique s'exerce dans le sens de rotation (indiquée par la flèche M).

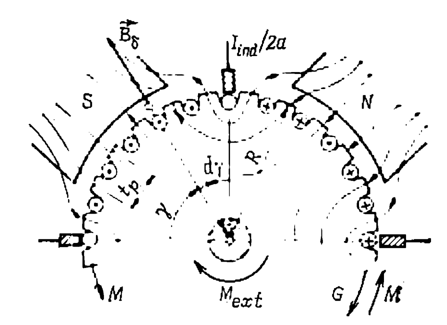


Fig. 64-18. Détermination du couple électromagnétique.

Comme il a été montré au § 29-3, la force électromagnétique tangentielle due à l'interaction entre le courant dans l'encoche et le champ magnétique extérieur est proportionnelle au courant et à l'induction moyenne dans l'entrefer; cette force s'applique aux dents de l'armature magnétique. Les conducteurs de l'enroulement d'induit sont parcourus par un courant $I_{ind}/2a$. A un conducteur décalé d'un angle γ par rapport au commencement du pas polaire sud montré sur la figure 64-18, correspond une force tangentielle $S_\gamma = B_\delta l_\delta I_{ind}/2a$. La force par unité de longueur de la circonférence dans la zone de ce conducteur est $S_{0\gamma} = S_\gamma / t_p = NI_{ind}B_\delta l_\delta/(4\pi aR)$, $t_p = 2\pi R/N$ étant la longueur du segment de circonférence de l'induit par conducteur. Dès lors, le couple électromagnétique exercé sur un élément de circonférence de longueur $R\,d\gamma$ est

$$M = (S_{0\gamma}R\ d\gamma)\,R,$$

le couple exercé sur un pas polaire est

$$\int_0^{\pi/p} S_{0\gamma} R^2 \, d\gamma$$

et le couple électromagnétique exercé sur tout l'induit est

$$M = 2p \int_0^{\pi/p} S_{0\gamma} R^2 \, d\gamma = c_0 I_{ind} \Phi, \qquad (64\text{-}20)$$

où $\Phi = \int_0^{\pi/p} B_\delta l_\delta (R \, d\gamma)$ est le flux magnétique passant par le pas polaire compris entre les balais;

$c_0 = pN/2\pi a$.

Ainsi, *le couple électromagnétique qui s'exerce sur l'induit d'une machine à courant continu est proportionnel au produit du courant d'induit par le flux magnétique à travers le pas polaire compris entre les conducteurs en contact avec les balais.*

Exemple 64-2. Calculer le couple électromagnétique pour la machine à courant continu de l'exemple 64-1, sachant que le courant d'induit $I_{ind} = 72$ A. Le coefficient $c_0 = pN/(2\pi a) = 2 \cdot 372/(2\pi \cdot 1) = 118{,}4$; le couple électromagnétique se calcule par (64-20): $M = 118{,}4 \cdot 72 \cdot 0{,}01099 = 93{,}7$ N·m.

§ 64-7. Forces magnétomotrices et résistances des enroulements de la machine à courant continu

Le champ magnétique de la machine à courant continu (de même que celui de la machine synchrone) peut être décomposé en un champ longitudinal et un champ transversal dirigés respectivement suivant l'axe des pôles appelé axe longitudinal ou direct (d) et suivant l'axe de l'intervalle interpolaire appelé axe transversal ou en quadrature (q). Ces axes sont montrés sur la figure 64-19.

A la production du champ magnétique dans la machine concourent: les courants et les f.m.m. des enroulements d'excitation, la f.m.m. de l'enroulement d'induit ainsi que les f.m.m. de l'enroulement du pôle auxiliaire et de l'enroulement de compensation (le rôle de ces deux derniers enroulements est expliqué au § 64-11).

La force magnétomotrice de l'enroulement d'excitation en dérivation (ou indépendante)

$$F_{exc} = w_{exc} I_{exc}, \qquad (64\text{-}21)$$

où w_{exc}, I_{exc} sont respectivement le nombre de spires par pôle et le courant d'excitation, et la f.m.m. de l'enroulement d'excitation en série

$$F_s = w_s I_{ind}, \qquad (64\text{-}22)$$

où w_s est le nombre de spires de l'enroulement série par pôle, ne créent que le champ longitudinal (leurs bobines entourent les pôles principaux).

Les forces magnétomotrices des enroulements d'excitation conservent une valeur constante sur toute l'étendue du pas polaire de polarité donnée et changent de signe au passage sur le pas polaire voisin. La courbe de variation de la f.m.m. de l'enroulement d'excitation dans les limites d'un pas polaire a la forme d'un rectangle.

La courbe traduisant la variation de la force magnétomotrice de l'enroulement réparti de l'induit (quand le nombre de conducteurs par pas polaire est suffisamment grand) a la forme d'un triangle (fig. 64-19). La f.m.m. de l'induit a sa valeur maximale $F_{\text{ind. max}}$ dans la zone des balais; au milieu de l'intervalle entre les balais la f.m.m. est nulle. Entourons les conducteurs de l'induit par un contour ayant une largeur $2x$ et disposé symétriquement par rapport au point en lequel la f.m.m. de l'induit est nulle. Alors la f.m.m. à une distance x de ce point sera égale à la moitié du courant embrassé par le contour et pour $0 < x < \tau$ aura pour valeur

$$F_{\text{ind}} = \frac{1}{2}(2Ax) = Ax, \qquad (64\text{-}23)$$

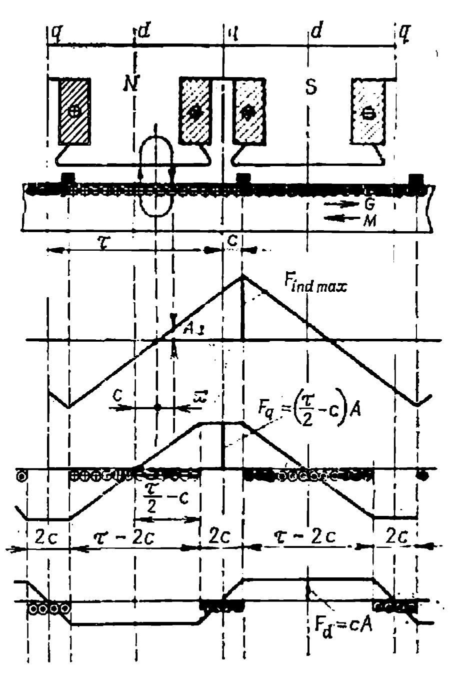


Fig. 64-19. Force magnétomotrice de l'induit et ses composantes longitudinale et transversale.

où $A = NI_{\text{ind}}/(4a\pi R)$ est le courant par unité de longueur de la circonférence de l'induit, en A/m, que l'on appelle *charge linéaire de l'induit.*

La f.m.m. de l'induit aura sa valeur maximale pour $x = \tau/2$

$$F_{\text{ind.max}} = A\tau/2. \qquad (64\text{-}24)$$

Dans le cas général, lorsque les balais sont décalés de la ligne neutre théorique d'une distance c (fig. 64-19), la f.m.m. de l'induit peut être décomposée en une composante longitudinale et une composante transversale. La valeur maximale de la composante transversale est

$$F_q = (\tau/2 - c)\,A. \qquad (64\text{-}25)$$

La valeur maximale de la composante longitudinale est

$$F_d = cA. \tag{64-26}$$

Lorsque les balais sont calés sur la ligne neutre théorique, c'est-à-dire pour $c = 0$, il ne se produit que la f.m.m. transversale $F_q = F_{\text{ind. max}} = A\tau/2$; $F_d = 0$.

La résistance de l'enroulement d'induit à une température t a pour expression

$$R_{\text{ind.0}} = \rho_t \frac{N l_{\text{moy}}}{S\,(2a)^2}, \tag{64-27}$$

où l_{moy} est la longueur moyenne de la demi-spire de la section;
S, la section du conducteur effectif de l'enroulement d'induit;
ρ_t, la résistivité du cuivre à la température t (v. annexe A-1).

La résistance de l'enroulement d'excitation indépendante (ou en dérivation) à une température t, °C, est donnée par la formule

$$R_{\text{exc}} = \rho_t \frac{4pw_{\text{exc}} l_{\text{exc}}}{S_{\text{exc}}}, \tag{64-28}$$

où l_{exc} est la longueur de la demi-spire de l'enroulement selon la figure 64-1;
S_{exc}, la section des conducteurs.

Note. Les résistances des autres enroulements portés par les pôles se calculent à l'aide des formules analogues.

La *résistance du circuit d'induit* compte tenu de la résistance des enroulements connectés en série et de la résistance du contact balais-collecteur a pour expression

$$R_{\text{ind}} = R_{\text{ind 0}} + R_{\text{s}} + R_{\text{a}} + R_{\text{ec}} + \Delta U_{\text{b}}/I_{\text{ind.n}}, \tag{64-29}$$

où ΔU_{b} est la chute de tension aux balais (pour les balais électrographitiques qu'on emploie ordinairement, $\Delta U_{\text{b}} \approx 2$ V);
R_{s}, R_{a}, R_{ec}, les résistances respectivement de l'enroulement d'excitation série, de l'enroulement des pôles auxiliaires et de l'enroulement de compensation.

Exemple 64-3. Calculer la charge linéaire, la f.m.m. maximale (pour des balais calés sur la ligne neutre) et la résistance de l'enroulement d'induit à 75 °C pour la machine des exemples 64-1, 64-2, sachant que $D_{\text{ind}} = 2R = 0{,}195$ m, $l_\delta \approx l = 0{,}14$ m; $l_{\text{moy}} = 0{,}325$ m; $S = 5{,}73$ mm².

La charge linéaire et la f.m.m. de l'induit selon (64-23) sont

$$A = 372 \cdot 72/(2\pi \cdot 0{,}195) = 21\,860 \text{ A/m};$$

$$F_{\text{ind.max}} = F_q = 21\,860 \cdot 0{,}153/2 = 1672 \text{ A},$$

où

$$\tau = \pi D_{\text{ind}}/2p = \pi \cdot 0{,}195/4 = 0{,}153 \text{ m}.$$

La résistance de l'enroulement d'induit est

$$R_{\text{ind. 0}} = 0{,}0214 \cdot 10^{-6} \cdot 372 \cdot 0{,}325/[5{,}73 \cdot 10^{-6} \cdot (2)^2] = 0{,}113\ \Omega,$$

où

$$\rho_{75} = 0{,}0175 \cdot 10^{-6}\,[1 + (75 - 20) \cdot 0{,}004] = 0{,}0214 \cdot 10^{-6}\ \Omega \cdot \text{m}.$$

§ 64-8. Calcul du circuit magnétique à vide

En marche à vide, lorsque le courant dans l'enroulement d'induit est nul, le champ magnétique n'est engendré que par la f.m.m. de l'enroulement d'excitation indépendante (ou en dérivation) F_{exc}. La répartition de l'induction B dans l'entrefer obtenue par le calcul du champ magnétique est montrée sur la figure 64-20. Dans la marche à vide, le flux magnétique est proportionnel à l'aire de la surface hachurée

$$\Phi_{exc} = \int_{-0,5\tau}^{+0,5\tau} B l_\delta \, dx.$$

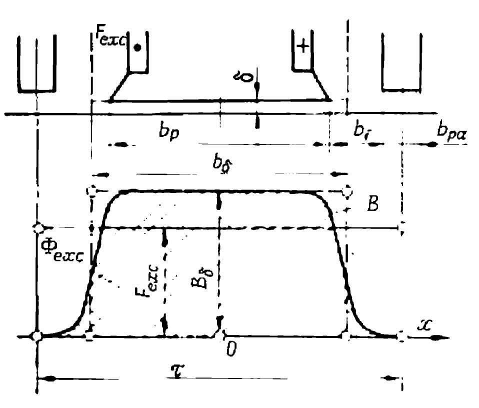


Fig. 64-20. Champ dans l'entrefer en marche à vide.

Pour simplifier le calcul du flux Φ_{exc}, la répartition réelle de l'induction sur le pas polaire est remplacée par une répartition sous la forme d'un rectangle représenté sur la figure 64-20 en traits interrompus. Sa hauteur est égale à B_δ et sa largeur b_δ appelée *largeur de calcul de l'épanouissement polaire* est choisie de manière à assurer la constance du flux (l'égalité de l'aire de la surface hachurée à celle du rectangle) :

$$\Phi_{exc} = b_\delta l_\delta B_\delta = \alpha_\delta \tau l_\delta B_\delta, \qquad (64\text{-}30)$$

où $\alpha_\delta = b_\delta/\tau$ est le *coefficient de chevauchement polaire.*

En partant des résultats du calcul analytique du champ dans l'entrefer, on peut exprimer la largeur b_δ par les dimensions de l'armature magnétique de la machine (fig. 64-1)

$$b_\delta = \frac{1}{B_\delta} \int_{-0,5\tau}^{+0,5\tau} B \, dx = b_p + (b_f - \gamma\delta),$$

où

$$b_f = (\tau - b_p - b_{pa})/2 ; \quad \gamma = \frac{(b_f/\delta)^2}{5 + b_f/\delta} ;$$

b_p, b_{pa} sont les largeurs des épanouissements des pôles principal et auxiliaire ;

b_f est la distance entre les épanouissements de ces pôles.

Le calcul de la caractéristique de magnétisation $\Phi = f(F_{exc})$ en marche à vide se fait de la même manière que pour une machine synchrone à pôles saillants (v. § 53-2). Nous ne décrivons donc ici que les particularités du calcul dans le cas d'une machine à courant continu. Le circuit magnétique, dont les dimensions caracté-

ristiques sont indiquées à la figure 64-1, est calculé pour plusieurs valeurs du flux, par exemple pour: $\Phi_{exc} = 0{,}5\Phi_{exc.\,n}$; $0{,}8\ \Phi_{exc.\,n}$; $1{,}0\ \Phi_{exc.\,n}$; $1{,}1\ \Phi_{exc.\,n}$; $1{,}25\ \Phi_{exc.\,n}$, où $\Phi_{exc.\,n} = 2\pi a U_n/(p\Omega N)$ est le flux magnétique à vide, à tension nominale, calculé à l'aide de (64-15). On détermine pour chaque valeur du flux Φ_{exc} l'induction dans les différentes portions du circuit magnétique et les tensions magnétiques qui leur correspondent.

Fig. 64-21. Caractéristique de magnétisation de la machine.

La tension magnétique F_δ de l'entrefer se calcule conformément au § 53-2 et les tensions magnétiques des dents F_Z et de la culasse de l'induit conformément au § 40-2 (les indices $z1$ et $a1$ sont remplacés respectivement par les indices z et a). Le flux de dispersion des pôles $\Phi_{exc.\,\sigma} = \sigma_m \Phi_{exc}$ se détermine pour un coefficient de dispersion des pôles $\sigma_m \approx 1{,}2$. L'induction B_m dans le noyau du pôle et la tension magnétique F_m du noyau du pôle se calculent pour le flux $\Phi_m = \Phi_2 = \Phi_{exc} + \Phi_{exc.\,\sigma}$ comme il est indiqué au § 53-2. La tension magnétique du bâti est $F_s = L_s H_s$, où H_s est l'intensité du champ dans le bâti correspondant selon [13 (champ. 7)] à l'induction $B_s = \Phi_m/(2 l_s h_s)$. La f.m.m. résultante à vide (par

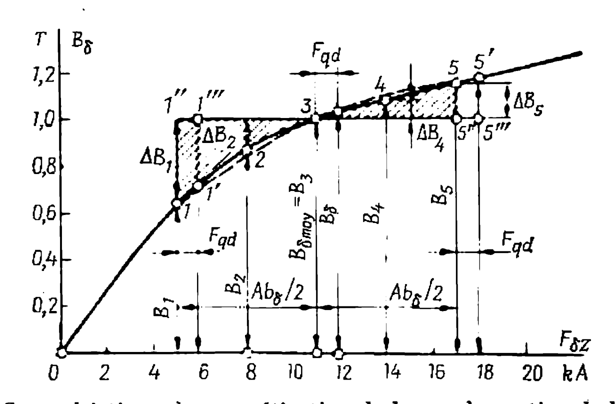


Fig. 64-22. Caractéristique de magnétisation de la couche active de la machine.

pôle) est égale à la somme des tensions magnétiques des portions du circuit magnétique pour le flux Φ_{exc}:

$$F_{exc} = F_\delta + F_Z + F_a + F_m + F_s. \qquad (64\text{-}31)$$

Les résultats du calcul du circuit magnétique sont représentés sous la forme de la *caractéristique de magnétisation de la machine* $\Phi_{exc} = \Phi = f(F_{exc})$, de la *caractéristique de magnétisation de la*

couche active de la machine $B_\delta = f(F_{\delta z})$, où $F_{\delta z} = F_\delta + F_z + F_a$ tient compte des tensions magnétiques de l'entrefer, des dents et de la culasse de l'induit, et de *la caractéristique à vide* $E_{exc} = E = f(F_{exc})$. Ces caractéristiques sont indiquées respectivement sur les figures 64-21 à 64-23. La f.é.m. étant proportionnelle au flux ($E = c_0\Omega\Phi$), la caractéristique de magnétisation et la caractéristique à vide sont analogues l'une à l'autre.

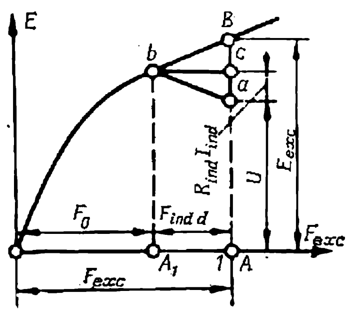


Fig. 64-23. Caractéristique à vide.

Le calcul des caractéristiques de magnétisation et de la caractéristique à vide des machines à courant continu peut être facilement formalisé et réalisé sur ordinateur. Pour les calculs analytiques des régimes établis et des phénomènes transitoires, les caractéristiques de magnétisation et à vide sont représentées sous la forme de telle ou telle approximation. L'une des plus commodes est l'approximation par la parabole d'axe vertical (parallèle à l'axe des ordonnées) :

$$\left.\begin{aligned} E &= a_E F_{exc}^2 + b_E F_{exc} + c_E ;\\ \Phi &= a_\Phi F_{exc}^2 + b_\Phi F_{exc} + c_\Phi ;\\ B_\delta &= a_{exc} F_{\delta z}^2 + b_{exc} F_{\delta z} + c_{exc}. \end{aligned}\right\} \quad (64\text{-}32)$$

Pour obtenir une précision suffisamment élevée (l'erreur suivant l'axe des ordonnées ne dépassant pas 0,5 %), l'étendue de partie approximable de la courbe de magnétisation suivant l'axe des abscisses ne doit pas être supérieure à la f.m.m. correspondant au milieu du « coude » de la caractéristique (sur la figure 64-22, cette f.m.m. est égale à environ 7 kA).

Les coefficients de l'équation $y = ax^2 + bx + c$ de la parabole tracée par les points connus $(x_1;\ y_1)$ et $(x_3;\ y_3)$ sur la frontière de la partie approximable et le point $(x_2;\ y_2)$ au milieu de cette partie se déterminent par les formules suivantes:

$$a = D_a/D; \quad b = D_b/D; \quad c = D_c/D, \qquad (64\text{-}33)$$

où

$$D = x_1^2(x_2 - x_3) + x_2^2(x_3 - x_1) + x_3^2(x_1 - x_2);$$

$$D_a = y_1(x_2 - x_3) + y_2(x_3 - x_1) + y_3(x_1 - x_2);$$

$$D_b = x_1^2(y_2 - y_3) + x_2^2(y_3 - y_1) + x_3^2(y_1 - y_2);$$

$$D_c = x_1^2(x_2y_3 - x_3y_2) + x_2^2(x_3y_1 - x_1y_3) + x_3^2(x_1y_2 - x_2y_1).$$

Exemple 64-4. Approximer par la parabole une partie de la courbe de magnétisation de la figure 64-22 comprenant les points *1*, *3*, *5* de coordonnées: $x_1 = F_1 = 5$ kA; $x_2 = F_3 = 11$ kA; $x_3 = F_5 = 17$ kA; $y_1 = B_1 = 0{,}625$ T; $y_2 = B_3 = 1{,}0$ T; $y_3 = B_5 = 1{,}154$ T.

En utilisant les relations (64-33), on trouve: $D = -432$; $D_a = 1{,}326$; $D_b = -48{,}216$; $D_c = -62{,}075$; $a = -0{,}0030694$; $b = 0{,}11161$; $c = 0{,}14369$.

L'approximation de la courbe par la parabole d'après l'équation $B = aF^2 + bF + c$ est montrée en traits interrompus sur la figure 64-22. La recommandation relative au choix de la longueur de la partie approximable n'étant pas observée, l'écart que la parabole présente par rapport à la courbe donnée atteint 4 %.

Exemple 64-5. Diviser la partie de la courbe de l'exemple 64-4 en deux intervalles et approximer la courbe sur chacun de ces intervalles par sa propre parabole (les paraboles doivent passer par le point *2* au milieu de l'in-

tervalle *1-3* et le point *4* au milieu de l'intervalle *3-5* dont les coordonnées sont: $F_2 = 8$ kA; $F_4 = 14$ kA; $B_2 = 0{,}872$ T; $B_4 = 1{,}082$ T).

En introduisant dans (64-33) $x_1 = F_1$; $x_2 = F_2$; $x_3 = F_3$; $y_1 = B_1$; $y_2 = B_2$; $y_3 = B_3$, on trouve l'équation de la parabole passant par les points *1*, *2* et *3* de la figure 64-22: $B = -0{,}0066111\ F^2 + 0{,}16827\ F - 0{,}051111$, où $F_1 < F < F_3$.

En posant $x_1 = F_3$; $x_2 = F_4$; $x_3 = F_5$; $y_1 = B_3$; $y_2 = B_4$; $y_3 = B_5$, on trouve l'équation de la parabole passant par les points *3*, *4* et *5* de la figure 64-22: $B = -0{,}0005555 + F^2 + 0{,}041222\ F + 0{,}61378$, où $F_3 < F < F_5$. Avec une telle approximation l'écart des paraboles par rapport à la courbe donnée ne dépasse pas 0,5 % (sur la figure 64-22 les paraboles sont confondues avec la courbe).

§ 64-9. Calcul du circuit magnétique et détermination de la tension en charge

En marche en charge, à la production du champ magnétique dans la machine concourent non seulement la f.m.m. F_{exc} de l'enroulement d'excitation indépendante (ou en dérivation), mais aussi les f.m.m. des enroulements parcourus par le courant d'induit: la f.m.m. longitudinale F_d de l'induit, la f.m.m. transversale F_q de l'induit et la f.m.m. F_s de l'enroulement d'excitation en série [1]).

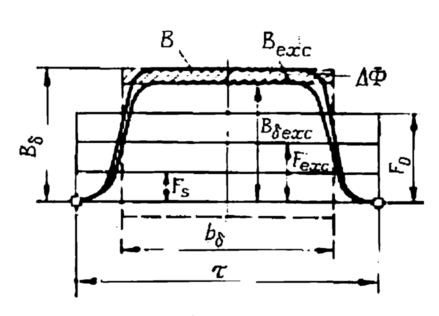


Fig. 64-24. Influence de la f.m.m. de l'enroulement série sur le champ dans l'entrefer.

a) Influence de la f.m.m. de l'enroulement série. — L'enroulement d'excitation série engendre une f.m.m. ayant la même forme que la f.m.m. produite par l'enroulement d'excitation indépendante (ou en dérivation). A la figure 64-24, la f.m.m. de l'enroulement série $F_s = w_s I_{\text{ind}}$ est représentée sous la forme d'un rectangle. On y voit également la f.m.m. $F_{\text{exc}} = w_{\text{exc}} I_{\text{exc}}$ de l'enroulement d'excitation indépendante (ou en dérivation).

La f.m.m. résultante est égale à la somme algébrique des f.m.m. des enroulements

$$F_0 = F_{\text{exc}} \pm F_s, \tag{64-34}$$

où le signe « + » se rapporte à la connexion à flux concordants des enroulements et le signe « — » à la connexion à flux discordants.

La courbe de l'induction résultante B est analogue à celle de l'induction à vide B_{exc}; la répartition réelle de l'induction peut être remplacée (de même qu'en marche à vide) par une induction

[1]) L'influence qu'ont sur le champ magnétique en charge les f.m.m. de l'enroulement de compensation, de l'enroulement des pôles auxiliaires ainsi que la f.m.m. des sections en commutation est évaluée au § 64-11.

constante dans les limites de la largeur de calcul b_δ de l'épanouissement polaire (courbes de forme rectangulaire en traits interrompus de la figure 64-24). Le flux magnétique résultant Φ (ou l'induction maximale qui lui est proportionnelle $B_\delta = \Phi/(\alpha_\delta \tau l_\delta)$) correspond à la f.m.m. F_0 suivant la caractéristique de magnétisation (fig. 64-21). La variation du flux magnétique lorsqu'on passe de la marche à vide à la marche en charge correspond à l'aire de la surface hachurée sur la figure 64-24: $\Delta\Phi = \Phi - \Phi_{exc}$.

b) Influence de la f.m.m. longitudinale de l'induit. — La courbe de la f.m.m. longitudinale de l'induit $F_d = cA$ a la forme d'un trapèze (v. fig. 64-19). Pour un faible décalage des balais par rapport à la ligne neutre théorique la f.m.m. F_d influe sur le champ de la même manière que la f.m.m. de forme rectangulaire (v. p. « a »). La f.m.m. résultante tenant compte de l'influence de la f.m.m. longitudinale de l'induit vaut

$$F_0 = F_{exc} \pm F_d, \quad (64\text{-}35)$$

où le signe « + » correspond à l'effet magnétisant et le signe « — » à l'effet démagnétisant de la f.m.m. F_d.

Comme on le voit sur la figure 64-19, l'effet démagnétisant s'observe lorsque les balais sont décalés dans le sens de rotation lors du fonctionnement en génératrice et dans le sens opposé à la rotation lors du fonctionnement en moteur; l'effet magnétisant se produit si les balais sont décalés dans des sens opposés. A la f.m.m. résultante F_0 correspond sur la caractéristique de magnétisation le flux résultant Φ.

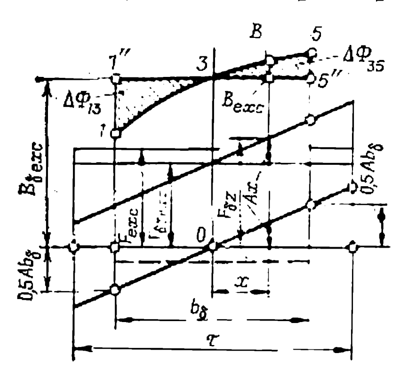


Fig. 64-25. Influence de la f.m.m. transversale de l'induit sur le champ dans l'entrefer.

c) Influence de la f.m.m. transversale de l'induit. — Lorsque les balais restent à la ligne neutre (ou sont déplacés d'une petite distance c), la f.m.m. transversale est nulle sur l'axe du pôle. A une distance x de l'axe du pôle elle devient égale à Ax; à la distance $b_\delta/2$ correspondant à la moitié de la largeur de calcul de l'épanouissement polaire elle vaut $\pm Ab_\delta/2$. La répartition de la f.m.m. transversale est montrée à la figure 64-25. Sur cette même figure est représentée la courbe de la f.m.m. d'excitation F_{exc}. Par souci de simplification, l'épanouissement polaire réel est remplacé par un épanouissement polaire de largeur de calcul b_δ dans la zone duquel l'induction est supposée constante. Comme nous l'avons vu au § 64-7, si l'induction dans l'entrefer en dehors de la largeur de calcul de l'épanouissement polaire est considérée comme nulle, un tel remplacement laisse inchangé le flux dans l'entrefer. De plus, il sera correctement reproduit non seulement en marche à vide mais aussi aux régimes de charge.

Cherchons d'abord la courbe de l'induction de calcul à vide

$$B_{\text{exc}} = B_{\delta\,\text{exc}} = \Phi_{\text{exc}}/(b_{\delta} l_{\delta}),$$

où Φ_{exc} correspond à la f.m.m. F_{exc} sur la caractéristique de magnétisation représentée à la figure 64-21. Alors, la surface du rectangle limité par la courbe de B_{exc} est proportionnelle au flux $\Phi_{\text{exc}} = B_{\text{exc}\,\delta} b_{\delta} l_{\delta}$. Reportons-nous maintenant au champ engendré par la f.m.m. transversale pour $F_{\text{exc}} = 0$. Les lignes de force du champ produit par la f.m.m. transversale se ferment dans les limites de la couche active suivant les contours entourant les courants dans l'enroulement d'induit. Un de tels contours ayant une largeur $2x$ et entourant un courant $2Ax$ est montré à la figure 64-19. On voit que ce contour passe par l'épanouissement polaire, l'entrefer, les dents et la culasse de l'induit. En négligeant la tension magnétique de l'épanouissement polaire et en appliquant au contour la loi du courant total, on trouve la tension magnétique par la moitié du contour $F_{\delta Z} = F_{\delta} + F_{Z} + F_{d} = Ax$ et ensuite, à l'aide de la caractéristique de magnétisation de la couche active (v. fig. 64-22), on détermine l'induction $B_{\delta x}$ du champ de la f.m.m. transversale Ax à la distance x de l'axe du pôle. Ce champ est transversal et puisque $B_{\delta x}(x) = -B_{\delta x}(-x)$, le flux transversal de ce champ est nul.

Pour déterminer le champ résultant produit dans l'entrefer par la f.m.m. d'excitation F_{exc} et la f.m.m. transversale Ax de l'induit, il convient de dégager de la f.m.m d'excitation la composante $F_{\delta Z\,\text{exc}}$ qui tombe sur la couche active (fig. 64-25) et correspond à l'induction $B_{\delta} = \Phi_{\text{exc}}/(b_{\delta} l_{\delta})$ sur la caractéristique de magnétisation de la couche active (v. fig. 64-22). Puis il faut trouver la f.m.m. résultante dans la couche active $F_{\delta Z} = F_{\delta Z\,\text{exc}} + Ax$ et, à l'aide de la caractéristique de la figure 64-22, l'induction B au point x de l'entrefer. La courbe de l'induction B ainsi obtenue se confond sur l'axe du pôle (au point *3*) avec la courbe de $B_{\delta\,\text{exc}}$ en marche à vide, se situe au-dessus de la courbe de $B_{\text{exc}} = B_{\delta\,\text{exc}}$ sur le tronçon *3-5*, où Ax s'ajoute à $F_{\delta Z\,\text{exc}}$, et au-dessous de cette courbe sur le tronçon *1-3*, où Ax se retranche de $F_{\delta Z\,\text{exc}}$. La caractéristique de magnétisation de la couche active étant non linéaire, la diminution de l'induction sur le tronçon *1-3* (par rapport à la marche à vide) est plus importante que son augmentation sur le tronçon *1-5*. Respectivement, la diminution du flux longitudinal $\Delta\Phi_{13}$ proportionnelle à l'aire de la figure *131″* est plus importante que son augmentation $\Delta\Phi_{35}$ proportionnelle à l'aire de la figure *355″*. En dernier ressort, l'influence de la réaction transversale de l'induit sur le flux longitudinal se traduit par sa diminution de $\Delta\Phi = \Delta\Phi_{13} - \Delta\Phi_{35} = \Phi_{\text{exc}} - \Phi$. Quantitativement, cette diminution du flux peut être évaluée directement à l'aide de la caractéristique de magnétisation de la couche active (v. fig. 64-22). A cet effet, il suffit de trouver sur la caractéristique le point *3* correspondant à l'induction donnée à vide $B_3 = B_{\delta\,\text{exc}}$, déterminer pour ce point la f.m.m. $F_{\delta Z}$ et situer sur la courbe le point *1* cor-

respondant à la f.m.m. $F_{\delta Z} - 0{,}5Ab_\delta$ et le point *5* correspondant à la f.m.m. $F_{\delta Z} + 0{,}5Ab_\delta$. La f.m.m. transversale Ax étant proportionnelle à la distance x (fig. 64-25) à l'axe du pôle, les figures comprises entre les tronçons identiques des courbes de l'induction et l'axe des abscisses sur les figures 64-22 et 64-24 sont semblables, si bien que la variation du flux peut se déterminer par l'aire des figures hachurées *131″* et *355″* de la figure 64-22.

En supposant que les courbes sont approximées sur les tronçons *1-3* et *3-5* par des paraboles correspondantes, exprimons la diminution du flux sous la forme suivante:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{13} - \Delta\Phi_{35} = \Delta B l_\delta b_\delta, \qquad (64\text{-}36)$$

où $\Delta B = (\Delta B_1 + 4\Delta B_2 - 4\Delta B_4 - \Delta B_5)/12$ est la variation moyenne de l'induction sous l'influence de la f.m.m. transversale de l'induit; $\Delta B_1 = B_3 - B_1$; $\Delta B_2 = B_3 - B_2$; $\Delta B_3 = 0$; $\Delta B_4 = B_4 - B_3$; $\Delta B_5 = B_5 - B_3$; les points *2* et *4* se situent au milieu des tronçons *1-3* et *3-5*.

Pour compenser la diminution du flux, on doit augmenter légèrement la f.m.m. d'excitation lors de la marche en charge. Soit Φ le flux exigé en charge auquel correspond l'induction $B_{\delta\,\mathrm{moy}} = B_3 = \Phi/(b_\delta l_\delta)$. Si la f.m.m. d'excitation F_{exc} ou sa composante $F_{\delta Z\,\mathrm{exc}}$ sont déterminées pour cette induction à l'aide des caractéristiques des figures 64-21 et 64-22, le flux exigé sera obtenu pour la marche à vide (il correspondra à l'aire du rectangle *1″-5″* de hauteur $B_{\delta\,\mathrm{moy}}$ et de largeur $l_\delta b_\delta$ ou, à l'échelle de la figure 64-22, de largeur Ab_δ). Si on conserve une telle excitation dans la machine chargée, le flux sera diminué de $\Delta\Phi$ par suite de la différence entre les aires des figures *131″* et *355″*.

Pour compenser la diminution du flux par suite de l'effet démagnétisant de la f.m.m. transversale il faut augmenter de F_{qd} la f.m.m. d'excitation. Cette augmentation a pour résultat le déplacement des points *1* et *5* dans les positions *1′* et *5′*. La valeur de F_{qd} doit être telle que l'aire de la surface comprise entre les tronçons de la courbe *1′-5′* devienne égale au flux donné Φ ou à l'aire du rectangle limité par le tronçon *1″-5″* et l'axe des abscisses. En d'autres termes il faut que la somme des aires des figures *1′31‴* et *35′5‴* devienne égale à $\Delta\Phi$, c'est-à-dire que

$$\Pi\,(11''1'''1') + \Pi\,(5''55'5''') = \Delta\Phi\,\frac{A}{l_\delta}, \qquad (64\text{-}37)$$

où Π sont les aires des figures à l'échelle de la figure 64-22.

En première approximation, supposant que pour le déplacement de F_{qd} l'induction est constante et utilisant la relation (64-36), on obtient l'équation

$$\Delta B_1 F_{qd} + \Delta B_5 F_{qd} = \Delta B A b_\delta,$$

d'où $F_{qd} = F_{qd0} = \frac{\Delta B}{\Delta B_1 + \Delta B_5} Ab_\delta$ ou en fractions de f.m.m. sous le bord de l'épanouissement polaire:

$$F_{*qd0} = \frac{F_{qd0}}{0{,}5Ab_\delta} = \frac{2\Delta B}{\Delta B_1 + \Delta B_5}. \qquad (64\text{-}38)$$

Si l'on tient compte de la variation de l'induction lors du déplacement de F_{qd}, l'équation (64-37) prend la forme suivante:

$$\Delta B_{1\,\text{moy}} F_{qd} + \Delta B_{5\,\text{moy}} F_{qd} = \Delta\Phi \frac{A}{l_\delta} = \Delta B A b_\delta. \qquad (64\text{-}39)$$

Dans cette équation

$$\left.\begin{aligned} \Delta B_{1\,\text{moy}} &= \Delta B_1 - \left(\frac{dB}{dF}\right)_1 \frac{F_{qd}}{2}; \\ \Delta B_{5\,\text{moy}} &= \Delta B_5 + \left(\frac{dB}{dF}\right)_5 \frac{F_{qd}}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (64\text{-}40)$$

sont les hauteurs moyennes des figures trapézoïdales *11″1‴1′* et *5″55′5‴* exprimées par les dérivées $\left(\frac{dB}{dF}\right)_1$, $\left(\frac{dB}{dF}\right)_5$ respectivement aux points *1* et *5*.

Quant à ces dérivées, on parvient à les exprimer par les accroissements des inductions à condition d'approximer au préalable suivant (64-32) l'induction sur les tronçons *1-3* et *3-5* par les paraboles $B = a_{13}F^2 + b_{13}F + c_{13}$ et $B = a_{35}F^2 + b_{35}F + c_{35}$. Alors on a

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{dB}{dF}\right)_1 &= 2a_{13}F_1 + b_{13} = \frac{(6\Delta B_1 - 8\Delta B_2)}{Ab_\delta}; \\ \left(\frac{dB}{dF}\right)_5 &= 2a_{35}F_5 + b_{35} = \frac{(6\Delta B_5 - 8\Delta B_4)}{Ab_\delta}. \end{aligned}\right\} \qquad (64\text{-}41)$$

En transformant (64-39) compte tenu de (64-40) et (64-41), on obtient l'équation

$$QF_{*qd}^2 - F_{*qd} + F_{*qd0} = 0, \qquad (64\text{-}42)$$

dans laquelle F_{*qd0} est la f.m.m. longitudinale qui compense l'effet démagnétisant de la f.m.m. transversale [première approximation suivant (64-38)],

$$Q = \frac{6\Delta B_1 - 8\Delta B_2 + 8\Delta B_4 - 6\Delta B_5}{4(\Delta B_1 + \Delta B_5)}$$

est un coefficient.

En résolvant (64-42), on obtient une deuxième approximation pour la f.m.m. longitudinale qui compense l'effet démagnétisant de la f.m.m. transversale de l'induit sous la forme relative

$$F_{*qd} = F_{qd}/(0{,}5Ab_\delta) = \frac{1}{2Q} - \sqrt{\left(\frac{1}{2Q}\right)^2 - \frac{F_{qd0}}{Q}}$$

et sous la forme absolue

$$F_{qd} = 0{,}5F_{*qd}Ab_\delta. \qquad (64\text{-}43)$$

La force magnétomotrice d'excitation qui assure en charge le flux donné Φ se détermine à l'aide de la caractéristique de magnétisation comme il est indiqué à la figure 64-21:

$$F_{\text{exc}} = F_0 + F_{qd}, \qquad (64\text{-}44)$$

où F_0 est la f.m.m. résultante (tenant compte de l'action de la f.m.m. transversale) correspondant au flux Φ.

Le flux magnétique $\Phi_{exc} = B_\delta b_\delta l_\delta$ qui s'établira après la suppression de la charge ($I_{ind} = 0$), la f.m.m. d'excitation étant conservée, correspond à la f.m.m. F_{exc} sur la même caractéristique. La diminution du flux sous l'action de la f.m.m. transversale de l'induit vaut $\Delta\Phi = \Phi_{exc} - \Phi$.

Exemple 64-6. Déterminer la f.m.m. F_{qd} qui compense l'effet démagnétisant de la f.m.m. transversale de l'induit pour la machine dont la caractéristique est représentée à la figure 64-22, si $B_{\delta moy} = B_3 = 1$ T; $Ab_\delta =$ $= 12$ kA; $\Delta B_1 = 0{,}375$ T; $\Delta B_2 = 0{,}13$ T; $\Delta B_4 = 0{,}078$ T; $\Delta B_5 = 0{,}153$ T.

D'après (64-36) on a $\Delta B = (0{,}375 + 4\cdot 0{,}13 - 4\cdot 0{,}078 - 0{,}153)/12 =$ $= 0{,}03583$ T; la f.m.m. F_{qd} en première approximation suivant (64-38) est $F_{*qd0} = 2\cdot 0{,}3583/(0{,}375 + 0{,}153) = 0{,}1357$; $F_{qd0} = F_{*qd0}\cdot 0{,}5Ab_\delta =$ $= 0{,}1357\cdot 0{,}5\cdot 12 = 0{,}8142$ kA.

A l'approximation du deuxième ordre suivant (64-43) on a

$$F_{*qd} = \frac{1}{2\cdot 0{,}43371} - \sqrt{\frac{1}{(2\cdot 0{,}43371)^2} - \frac{0{,}1357}{0{,}43371}} = 0{,}1447,$$

où

$$0{,}43371 = Q = \frac{6\cdot 0{,}375 - 8\cdot 0{,}13 + 8\cdot 0{,}078 - 6\cdot 0{,}153}{4\,(0{,}375 + 0{,}153)};$$

$$F_{qd} = F_{*qd}\cdot 0{,}5Ab_\delta = 0{,}1447\cdot 0{,}5\cdot 12 = 0{,}8682 \text{ kA}.$$

d) Détermination de la tension magnétique de l'induit en charge. — L'action résultante de toutes les f.m.m. produites par le courant d'induit peut être remplacée par l'action d'une certaine f.m.m. longitudinale équivalente que l'on appelle *f.m.m. du courant d'induit*:

$$F_{ind.\,d} = \pm F_s \pm F_d - F_{qd}, \tag{64-45}$$

et qui se compose des f.m.m. suivant les points « a », « b » et « c »: de la f.m.m. de l'enroulement série $F_s = w_s I_{ind}$; de la f.m.m. longitudinale de l'induit $F_d = cA$; de la f.m.m. longitudinale F_{qd} suivant (64-38), (64-43) qui compense l'effet démagnétisant de la f.m.m. transversale de l'induit. Les signes « + » dans cette formule correspondent à l'effet magnétisant et les signes « — » à l'effet démagnétisant [v. commentaires des relations (64-34) et (64-35)].

Lorsque les valeurs du courant d'induit I_{ind}, du courant de l'enroulement d'excitation indépendante I_{exc} et de la vitesse angulaire Ω sont données, le flux magnétique Φ ou la f.é.m. E se déterminent à l'aide de la caractéristique de magnétisation (v. fig. 64-21) ou de la caractéristique à vide (v. fig. 64-23) d'après la f.m.m. longitudinale résultante F_0 calculée en tenant compte de l'action de toutes les f.m.m. dues au courant d'induit

$$F_0 = F_{exc} + F_{ind.\,d}, \tag{64-46}$$

où $F_{ind.\,d} > 0$ si le courant d'induit produit un effet magnétisant.

Puis, en utilisant l'équation des tensions

$$U = E - I_{ind} R_{ind}, \tag{64-47}$$

on trouve la tension U de l'induit [pour R_{ind} v. (64-29)] ($I_{ind} > 0$ lorsque la machine fonctionne en génératrice et $I_{ind} < 0$ lorsqu'elle fonctionne en moteur).

La détermination graphique de la tension U se fait à l'aide de la caractéristique à vide construite pour la vitesse angulaire donnée Ω et du triangle caractéristique abc (v. fig. 64-23). Les côtés du triangle se calculent par les formules: $bc = | F_{ind.\ d} |$; $ac = | I_{ind} R_{ind} |$. Dans la figure 64-23, la construction est réalisée pour la marche en génératrice et l'effet démagnétisant du courant d'induit lorsque $F_{ind.\ d} = \pm F_s \pm F_d - F_{qd} < 0$. Dans le cas où le courant d'induit exerce un effet magnétisant ($F_{ind.\ d} > 0$) qui peut se présenter lorsque l'enroulement série est connecté à flux concordants, le sommet b du triangle doit se situer à droite du sommet c. Lors de la détermination de la tension le point b doit se situer sur la caractéristique à vide; le côté ca doit se confondre avec la ligne de F_{exc} = constante. La tension U de l'induit est déterminée par la position du point a. La construction pour la marche en moteur est analogue, mais le point a se situe plus haut que le point c.

Pour la détermination numérique de la tension, qui se fait souvent sur ordinateur, on doit au préalable approximer la caractéristique à vide par la parabole d'après (64-33): $E = a_E F^2 + b_E F + c_E$. Alors la tension s'obtient facilement à l'aide de (64-47)

$$U = a_E F_0^2 + b_E F_0 + c_E - I_{ind} R_{ind}.$$

Exemple 64-7. Calculer la tension d'une génératrice dont la caractéristique est approximée par la parabole $E = -1{,}54F^2 + 55F + 71{,}8$, sachant que la f.m.m. d'excitation $F_{exc} = 12$ kA, le courant d'induit $I_{ind} = 1000$ A, la f.m.m. du courant d'induit $F_{ind.\ d} = -F_{qd} = -0{,}8$ kA et la résistance du circuit d'induit $R_{ind} = 0{,}015\ \Omega$.

La f.m.m. longitudinale résultante est donnée par (64-46)

$$F_0 = 12 - 0{,}8 = 11{,}2 \text{ kA};$$

et la tension par (64-47)

$$U = -1{,}54 \cdot 11{,}2^2 + 55{,}8 \cdot 11{,}2 + 71{,}8 - 0{,}015 \cdot 1000 = 488{,}6 \text{ V}$$

§ 64-10. Transformation électromécanique de l'énergie dans la machine à courant continu

Le processus de conversion de l'énergie dans la machine à courant continu se produit de la même manière que dans une machine synchrone de configuration inverse (induit sur le rotor, inducteur sur le stator). Il peut être étudié par analogie avec la transformation de l'énergie dans une machine synchrone à induit immobile (v. § 56-1). Lorsque la machine fonctionne en génératrice au régime établi, la puissance mécanique

$$P_2 = M_2 \Omega \tag{64-48}$$

appliquée à son arbre est transmise vers la zone active de l'induit par l'intermédiaire des éléments tournants mécaniquement con-

traints. Comme nous l'avons vu au § 30-1, la densité de flux de puissance mécanique transmise par ces éléments se mesure par la composante correspondante du vecteur d'Oumov.

Une fraction de la puissance appliquée à l'arbre est dépensée aux pertes mécaniques P_{fr}, pertes magnétiques dans les dents et la culasse de l'induit P_{magn} et pertes supplémentaires P_{sup}

$$P_{méc} = M\Omega = P_2 - P_{fr} - P_{magn} - P_{sup}. \qquad (64\text{-}49)$$

Le couple moteur mécanique qui fait équilibre au couple électromagnétique M exercé sur l'induit (v. § 64-6) diminue respectivement par rapport au couple M_{ext} appliqué à l'arbre:

$$M = M_2 - (P_{fr} + P_{magn} + P_{sup})/\Omega. \qquad (64\text{-}50)$$

La nature des pertes énumérées est, pour l'essentiel, la même que dans les machines synchrones. Remarquons seulement qu'en culculant les pertes P_{fr} il faut tenir compte des pertes par frottement des balais. L'apparition des pertes magnétiques principales P_{magn} dans les relations (64-49) et (64-50) (dans une machine synchrone à induit immobile ces pertes faisaient partie de la puissance électromagnétique) est liée au fait que dans la machine de configuration inverse une partie de la puissance mécanique fournie à l'induit se transforme directement en pertes mécaniques qui se dégagent sous forme calorifique dans les dents et la culasse de l'armature magnétique de l'induit.

Les pertes magnétiques principales P_{magn} des machines à courant continu se calculent non pas d'après le premier harmonique du champ magnétique, comme dans les machines synchrones, mais d'après le champ total. Dans la catégorie de pertes supplémentaires on range: les pertes dans les épanouissements polaires par suite de la pulsation du champ qui est liée à la structure dentée de l'induit; l'augmentation des pertes magnétiques en charge par suite de la déformation du champ provoquée par la f.m.m. transversale de l'induit; les pertes dans les conducteurs de l'induit dues aux composantes radiales des champs magnétiques variables; les pertes supplémentaires dans les sections en commutation dues aux courants de Foucault induits par des champs de dispersion variables.

Dans la zone active de l'induit (c'est-à-dire dans la zone occupée par les dents de l'armature et les conducteurs de l'enroulement d'induit) la puissance mécanique $P_{méc}$ est convertie en puissance électromagnétique qui est fournie à la zone active de l'induit sous la forme du flux du vecteur de Poynting $P_{ém} = M\Omega$. En utilisant (64-20), on peut exprimer la puissance électromagnétique par le produit du courant par la f.é.m.

$$P_{ém} = M\Omega = c_E I_{ind}\Phi\Omega = EI_{ind}. \qquad (64\text{-}51)$$

La puissance électrique P_{ind} prélevée aux balais de l'induit est inférieure des pertes électriques $P_{él}$ dans le circuit de l'induit

à la puissance électromagnétique

$$P_{ind} = P_{ém} - P_{él}, \qquad (64\text{-}52)$$

où $P_{él} = R_{ind} I_{ind}^2$; pour R_{ind}, voir § 64-7.

En exprimant dans (64-52) $P_{ém}$ et $P_{él}$ par E, I_{ind}, R_{ind} [v. (64-51)] et ensuite par U, I_{ind} et R_{ind} à l'aide de l'équation des tensions, représentons la puissance électrique de l'induit par le produit du courant par la tension d'induit

$$P_{ind} = (U + R_{ind}I_{ind})\, I_{ind} - R_{ind}I_{ind}^2 = UI_{ind}. \qquad (64\text{-}53)$$

Vu que dans une génératrice à excitation électromagnétique la puissance consommée pour l'alimentation de l'enroulement d'excitation indépendante ou en dérivation vaut $P_{exc} = R_{exc}I_{exc}^2$, où R_{exc} est la résistance du circuit d'excitation compte tenu du rhéostat de réglage, on trouve la puissance électrique utile lors du fonctionnement en génératrice

$$P = P_{ind} - P_{exc}. \qquad (64\text{-}54)$$

Dans une génératrice à excitation en dérivation $P_{exc} = UI_{exc}$ $(R_{exc}I_{exc} = U)$, on a donc

$$P = UI_{ind} - UI_{exc} = UI, \qquad (64\text{-}55)$$

où $I = I_{ind} - I_{exc}$ est le courant entre les bornes de la machine.

En fin de compte, la puissance électrique utile P de la machine fonctionnant en génératrice est inférieure des pertes ΣP dans la machine à la puissance mécanique P_2 appliquée à son arbre

$$P = P_2 - \Sigma P, \qquad (64\text{-}56)$$

où $\Sigma P = P_{fr} + P_{magn} + P_{sup} + P_{él} + P_{exc}$.

Dans la marche en moteur, lorsque $U > E$, le courant I_{ind} circule en sens inverse ($I_{ind} < 0$). Par conséquent les puissances P_2, $P_{méc}$, $P_{ém}$ et P deviennent négatives de même que les couples M et M_2, de sorte que la puissance mécanique utile $|P_2|$ en marche en moteur est inférieure des pertes dans la machine ΣP à la puissance électrique $|P|$ absorbée au réseau

$$|P_2| = |P| - \Sigma P. \qquad (64\text{-}57)$$

Le rendement est

$$\eta = P/P_2 = 1 - \frac{\Sigma P}{P + \Sigma P}$$

pour la marche en génératrice et

$$\eta = \frac{|P_2|}{|P|} = 1 - \frac{\Sigma P}{|P_2| + \Sigma P} \qquad (64\text{-}58)$$

pour la marche en moteur.

E x e m p l e 64-8. Soit une machine à courant continu à excitation en dérivation dont le régime de fonctionnement se caractérise par les données

suivantes: $E = 205$ V ; $I_{ind} = 72$ A ; $I_{exc} = 1{,}8$ A ; $R_{ind} = 0{,}208\ \Omega$; la somme des pertes (sans les pertes dans l'enroulement d'excitation en dérivation et les pertes dans le circuit de l'induit) $P_{fr} + P_{magn} + P_{sup} = 730$ W. Déterminer la tension et le rendement de cette machine pour la marche en moteur et en génératrice.

Pour la marche en moteur on a d'après (64-47) : $U = 205 - (-72)\cdot 0{,}208 = 220$ V ; les pertes dans l'enroulement d'excitation en dérivation $P_{exc} = UI_{exc} = 220\cdot 1{,}8 = 396$ W ; les pertes dans le circuit de l'induit $P_{él} = 0{,}208\cdot 72^2 = 1078$ W ; d'après (64-56) $\Sigma P = 730 + 1078 + 396 = 2204$ W ; la puissance absorbée au réseau d'après (64-55) $|P| = 220\,(72 + 1{,}8) = 16236$ W ; le rendement d'après (64-58) $\eta = 1 - 2204/16236 = 0{,}8644$.

Pour la marche en génératrice on a d'après (64-47) $U = 205 - 72\cdot 0{,}208 = 190$ V ; $P_{exc} = UI_{exc} = 190\cdot 1{,}8 = 342$ W ; $\Sigma P = 730 + 1078 + 342 = 2150$ W ; la puissance fournie au réseau d'après (64-55) $|P| = 190\,(72 - 1{,}8) = 13338$ W ; le rendement d'après (64-58) $\eta = 1 - 2150/(13338 + 2150) = 0{,}8613$.

§ 64-11. Commutation du courant d'induit

Lorsque l'induit et le collecteur tournent, les sections de l'enroulement d'induit sont commutées continuellement d'une voie d'enroulement parcourue par un courant d'un sens sur une autre voie parcourue par un courant de sens inverse. Il en résulte le renversement du sens de courant dans la section en commutation, et la section se trouve court-circuitée par des lames de collecteur et des balais.

Le phénomène transitoire de variation du courant dans les sections lorsqu'elles sont commutées d'une voie d'enroulement de l'induit sur une autre est appelé *commutation du courant d'induit*. Sur la figure 64-26 la section en commutation est représentée en traits plus forts. Lorsque l'induit tourne dans le sens indiqué par une flèche, la section passe de la voie d'enroulement de gauche où son courant $i = i_{ind}$ dans la voie de droite où son courant $i = -i_{ind}$ (pour le sens positif du courant dans la section on a adopté le sens « vers nous »). La commutation du courant dans la section se fait très rapidement. La *durée de commutation*, c'est-à-dire le temps pendant lequel la section est court-circuitée par un balai dépend de la largeur du balai b_b et de la vitesse périphérique sur la surface de contact balai-collecteur v_c : $T_c = b_b/v_c$. Vu que $v_c = R_c\Omega = Kb_c\Omega/2\pi$, où K est le nombre de lames du collecteur et b_c la

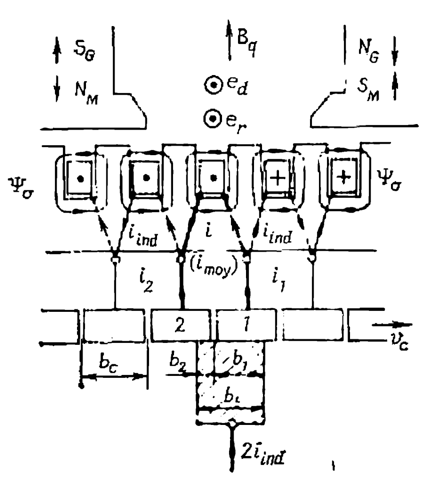


Fig. 64-26. Commutation retardée du courant dans une machine sans pôles auxiliaires.

largeur de l'intervalle au collecteur, on obtient

$$T_c = \frac{2\pi}{K\Omega}\left(\frac{b_b}{b_c}\right). \qquad (64\text{-}59)$$

Si $b_b > b_c$, plusieurs sections sont en commutation à la fois.

Exemple 64-9. Calculer la durée de commutation d'une machine caractérisée par les données suivantes: $n = 1500$ tr/mn ; $K = 93$; $b_b/b_c = 2$.

La vitesse angulaire $\Omega = 2\pi n/60 = 2\pi \cdot 1500/60 = 157$ rd/s; $T_c = 2\pi \cdot 2/(93 \cdot 157) = 0{,}0008$ s.

Dans une machine en charge plusieurs sections sont à tout instant en commutation. Leur commutation s'achève pendant la durée T_c après quoi d'autres sections entrent en commutation. Pour un observateur immobile ce phénomène périodique se déroule à la fréquence $f_c = 1/T_c$ dont la valeur peut atteindre plusieurs kilohertz. Pour la protection des appareils radio-électriques contre les oscillations électromagnétiques qui prennent naissance lors de la commutation on utilise la mise sous écran du réseau à courant continu ainsi que des condensateurs qui jouent avec les enroulements faisant partie du circuit de l'induit le rôle des filtres LC.

1. Variation du courant dans une section en commutation. — Admettons, pour simplifier l'analyse, que la largeur du balai est égale à la largeur d'une lame de collecteur $b_b = b_c$ et adoptons les hypothèses simplificatrices suivantes: l'épaisseur des intercalaires isolants entre les lames de collecteur est petite devant leur largeur; la résistivité du contact balai-collecteur est indépendante de la densité du courant ($\rho_b =$ constante).

Considérons un circuit comportant les éléments suivants: la section en commutation parcourue par un courant i; les conducteurs parcourus par des courants i_1 et i_2 qui relient la section aux lames de collecteur *1* et *2* et le balai en contact avec ces lames. Supposons qu'un temps t s'est écoulé après le début de la commutation et que la lame de collecteur *2* est recouverte par le balai sur une largeur $b_2 = v_c t$ et la lame *1* sur une largeur $b_1 = b_b - b_2 = v_c T_c - v_c t = v_c (T_c - t)$.

En écrivant l'équation de Kirchhoff pour deux nœuds où les extrémités de la section sont reliées respectivement aux voies d'enroulement de gauche et de droite et aux conducteurs aboutissant aux lames de collecteur, on obtient les équations qui lient les courants dans les éléments du circuit:

$$i_1 = i_{\text{ind}} + i; \quad i_2 = i_{\text{ind}} - i. \qquad (64\text{-}60)$$

Complétons ces équations par l'équation de Kirchhoff pour les tensions agissant dans ce circuit:

$$R_s i + i_1 (R_1 + R_c) - i_2 (R_2 + R_c) = \Sigma e, \qquad (64\text{-}61)$$

dans laquelle R_s est la résistance de la section; R_c la résistance du conducteur qui relie la section à la lame de collecteur; R_1, R_2 les

résistances du contact balai-lames *1* et *2*; Σe la somme des f.é.m. induites dans la section en commutation.

Pour ρ_b = constante, les résistances R_1 et R_2 du contact balai-lames de collecteur sont inversement proportionnelles aux aires des surfaces S_1 et S_2 de contact entre le balai et les lames de collecteur:

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= R_b S_b / S_1 = R_b T_c / (T_c - t)\,; \\ R_2 &= R_b S_b / S_2 = R_b T_c / t, \end{aligned}\right\} \quad (64\text{-}62)$$

où $R_b = \rho_b / S_b$ est la résistance entre le balai et le collecteur; $R_1 = \rho_b / S_1$; $R_2 = \rho_b / S_2$; $S_1 = l_b b_1 = l_b v_c (T_c - t)$; $S_2 = l_b b_2 = l_b v_c t$ sont les aires des surfaces de contact entre le balai et les lames de collecteur *1* et *2*.

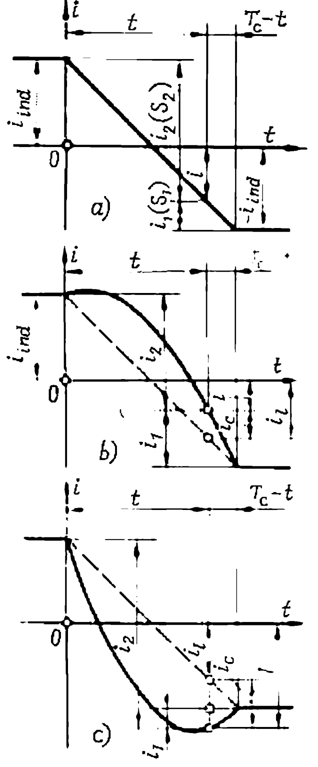


Fig. 64-27. Différentes allures de commutation :
a, linéaire ; *b*, retardée ; *c*, avancée.

En résolvant les équations (64-60), (64-61) par rapport au courant i de la section, on peut négliger les résistances R_s et R_c (par suite de leur petitesse devant les résistances R_1 et R_2). De plus, l'ensemble des f.é.m. Σe figurant dans l'équation (64-61) sera considéré comme ayant une valeur constante et égale à la f.é.m. moyenne pendant la durée de la commutation. Alors, compte tenu de (64-62), on obtient

$$i = i_{ind}\left(1 - 2\frac{t}{T_c}\right) + \frac{\Sigma e}{R_b}\left[\frac{t}{T_c} - \left(\frac{t}{T_c}\right)^2\right]. \quad (64\text{-}63)$$

A l'aide de (64-63) on peut étudier l'influence des divers facteurs sur la variation du courant i dans la section en commutation.

a) Commutation linéaire. — Elle s'observe pour $\Sigma e = 0$, lorsque le courant dans la section en commutation varie linéairement de $i = i_{ind}$ pour $t = 0$ à $i = -i_{ind}$ pour $t = T_c$ (fig. 64-27, *a*). Dans ce cas, la densité de courant sous le balai reste pendant toute la durée de commutation constante et égale pour la lame entrante (*2*) et la lame sortante (*1*)

$$J_1 = \frac{i_1}{S_1} = \frac{2i_{ind}}{S_b} = \frac{i_2}{S_2} = J_2,$$

où $i_1 = 2i_{ind}(1 - t/T_c)$ et $i_2 = 2i_{ind} t/T_c$ sont les courants respectivement dans les lames sortante et entrante selon (64-60). Ceci tient à ce que les courants i_1 et i_2 varient proportionnellement aux sections S_1 et S_2.

b) Commutation retardée. — Elle a lieu pour $\Sigma e > 0$, c'est-à-dire dans le cas où la f.é.m. moyenne dans la section en commutation produit un courant supplémentaire i_c circulant dans le même sens que le courant i_{ind} qui parcourait la section avant sa commutation. Le courant i_c s'ajoute au courant i_l de commutation linéaire obtenu pour $\Sigma e = 0$ et retarde le phénomène de variation du courant dans la section $i = i_l + i_c$ (fig. 64-27, *b*). La décroissance du courant sous le bord sortant du balai $i_1 = i_{ind} + i = i_{ind} + i_l + i_c$ étant plus lente que celle de l'aire de contact S_1 (fig. 64-27, *a*), la densité de courant sous le bord sortant

$$J_1 = \frac{i_1}{S_1} = \frac{i_{ind} + i_l}{S_1} + \frac{i_c}{S_1} = \frac{2i_{ind}}{S_b} + \frac{i_c}{S_1}$$

est plus grande que la densité de courant $2i_{ind}/S_b$ qui s'observait lors de la commutation linéaire.

c) Commutation avancée. — Elle se produit pour $\Sigma e < 0$, c'est-à-dire dans le cas où le courant supplémentaire i_c provoqué par la f.é.m. moyenne est dirigé dans le sens du courant ($-i_{ind}$) qui s'établit dans la section après la fin de la commutation. Le courant i_c se retranche maintenant du courant de commutation linéaire trouvé pour $\Sigma e = 0$ et accélère le phénomène de variation du courant dans la section $i = i_l - i_c$ (fig. 64-27, *c*). La décroissance du courant sous le bord sortant du balai $i_1 = i_{ind} + i = i_{ind} + i_l - i_c$ étant dans ce cas plus rapide que celle de l'aire de contact S_1 (fig. 64-27, *a*), la densité de courant sous le bord sortant

$$J_1 = \frac{i_1}{S_1} = (i_{ind} + i_l)/S_1 - i_c/S_1 = 2i_{ind}/S_b - i_c/S_1$$

est inférieure à la densité de courant $2i_{ind}/S_b$ qui s'observait lors de la commutation linéaire. Si $\Sigma e = -2i_{ind}R_b$, la densité de courant proportionnelle à $\left(\frac{di_1}{dt}\right)_{t=T_c}$ s'annule à la fin de la commutation. Pour $|\Sigma e| > 2i_{ind}R_b$ la densité de courant sous le bord sortant devient même négative (la courbe du courant correspondant à cette condition est représentée à la figure 64-27, *c*).

Le courant dans la section en commutation a une certaine influence sur le champ magnétique principal de la machine. Cette influence dépend de la valeur et du sens du courant dans la section (64-63) mise en moyenne pendant la durée de la commutation :

$$i_{moy} = \frac{1}{T_c}\int_0^{T_c} i\,dt = \frac{1}{T_c}\int_0^{T_c} i_c\,dt = \frac{2}{3}\,i_{c.\,max},$$

où $i_{c.\,max} = i_{c\,(t=0,5T_c)} = \Sigma e/(4R_b)$ est le courant supplémentaire maximal dans la section.

Le courant i_{moy} dans la section en commutation engendre une f.m.m. longitudinale

$$F_{dc} = i_{moy}\,w_s = w_s \Sigma e/(6R_b).$$

Dans la commutation linéaire, la f.m.m. de la section en commutation est nulle ($F_{dc} = 0$). En cas de la commutation retardée $\Sigma e > 0$ et le courant $i_{moy} > 0$ est dirigé dans la section en commutation comme il est indiqué sur la figure 64-26. Lors du fonctionnement en génératrice, la f.m.m. F_{dc} affaiblit le champ principal ($F_{dc} < 0$); lors du fonctionnement en moteur, elle le renforce ($F_{dc} > 0$). Pendant la commutation avancée, $\Sigma e < 0$ et le courant $i_{moy} < 0$ circule dans la section en commutation dans le sens indiqué à la figure 64-28. Dans la marche en génératrice, la f.m.m. F_{dc} renforce le champ principal ($F_{dc} > 0$) et dans la marche en moteur elle l'affaiblit ($F_{dc} < 0$).

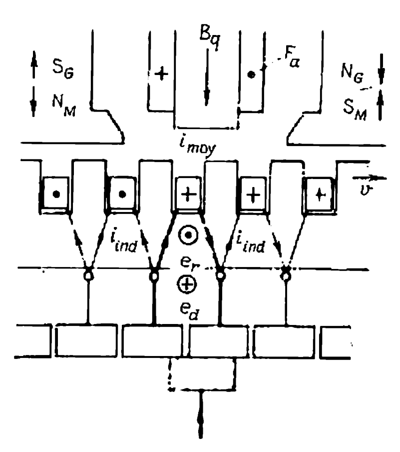


Fig. 64-28. Commutation avancée du courant dans une machine à pôles auxiliaires.

2. Causes de production d'étincelles aux balais et mesures à prendre pour la supprimer. — Dans des conditions défavorables, la commutation du courant peut s'accompagner de crachement aux balais, c'est-à-dire de production d'arcs (d'étincelles) entre le balai et les lames de collecteur. Selon la Norme GOST 183-74, l'intensité des étincelles est appréciée d'après une échelle spéciale. On distingue cinq degrés de crachement: 1 — absence d'étincelles; $1^1/_4$ — faibles étincelles ponctuelles sous une petite partie du balai; $1^1/_2$ — faibles étincelles sous une grande partie du balai; 2 — étincelles sous toute l'arête du balai; 3 — fort crachement sous toute l'arête du balai avec jaillissement de longues étincelles.

Un service continu de la machine n'est toléré qu'avec des degrés de crachement 1 et $1^1/_4$ qui ne conduisent ni à un bleuissement du collecteur, ni à l'apparition de traces de brûlure sur les balais. Le degré de crachement $1^1/_2$ provoque l'apparition de traces de bleuissement sur le collecteur facilement éliminées par nettoyage à l'essence. Le crachement de degré 2 s'accompagne d'apparition de traces de bleuissement sur le collecteur qui ne s'enlèvent pas par nettoyage à l'essence et de traces de brûlure sur les balais. Le crachement de degré 3 provoque un bleuissement important du collecteur qui ne peut pas être supprimé par nettoyage à l'essence, ainsi qu'une brûlure et une destruction des balais.

Un fort crachement provoque une usure accélérée des balais et du collecteur. C'est pourquoi le crachement de degré 2 n'est toléré qu'en cas des sauts de charge de courte durée, alors que le crachement de degré 3 est en général inadmissible.

La production d'étincelles aux balais d'une machine à courant continu peut avoir pour origine tant des phénomènes mécaniques que

des phénomènes électromagnétiques. Les facteurs qui ont une grande importance pour éviter un dérangement mécanique du bon contact électrique entre les balais et le collecteur sont les suivants : la forme parfaitement cylindrique du collecteur, la solidité mécanique des balais, les conditions de leur déplacement dans les porte-balais, la pression des balais sur le collecteur, la rigidité des ressorts qui appuient les balais sur le collecteur.

La surface du collecteur doit être parfaitement cylindrique et ne pas modifier sa forme sous l'action des forces centrifuges et des contraintes mécaniques liées à la variation de température. L'ellipticité et l'excentricité du collecteur ne doivent pas dépasser quelques centièmes de millimètre. Pour exclure la vibration des balais et éviter leur détachement du collecteur, la pression des balais sur le collecteur doit correspondre aux normes prescrites. Une pression trop élevée provoque une usure extrêmement rapide des balais et du collecteur.

Le milieu dans lequel est placé le contact balais-collecteur présente lui aussi une importance non moins grande pour le bon fonctionnement de ce contact. A la pression atmosphérique normale (à une altitude au-dessus du niveau de la mer jusqu'à 1000 m et une température ambiante jusqu'à 40 °C) il se forme sur la surface du collecteur une mince couche d'oxydes de cuivre et de graphite bien solide que l'on appelle poli du collecteur ou « glaçage ». En absorbant des vapeurs d'eau et de l'oxygène, cette couche constitue une sorte de lubrifiant. Lorsque l'humidité du milieu n'est pas suffisante (à une altitude au-dessus du niveau de la mer supérieure à 6000 m), les propriétés lubrificatrices du poli se dégradent brusquement ; les pertes mécaniques dans le contact glissant et la température du collecteur augmentent de plusieurs fois. Ceci conduit à la destruction du poli, à une diminution de R_b et finalement à une mauvaise commutation (v. plus loin).

Les phénomènes électromagnétiques liés à la commutation du courant d'induit ont eux aussi une très grande influence sur la production d'étincelles aux balais. Comme nous l'avons vu, la commutation préférable est une commutation légèrement avancée, lorsque la densité de courant sous le bord sortant du balai peut être rendue voisine de zéro, ce qui évite la formation d'étincelles. Pourtant, si l'on ne prend pas de mesures spéciales, l'ensemble des f.é.m. $\Sigma e > 0$ et la commutation sera retardée (v. p. 1, b), c'est-à-dire la moins favorable du point de vue de la suppression des étincelles. En effet, si l'on se reporte à la figure 64-26 qui représente une machine sans pôles auxiliaires fonctionnant en génératrice, on constate que les f.é.m. induites en ce cas dans la section sont toutes positives (c'est-à-dire dirigées dans le même sens que le courant dans la section avant sa commutation).

Premièrement, la section est le siège d'une f.é.m. d'auto-induction $e_L = -d\Psi_\sigma/dt$ liée à la variation du flux de dispersion embrassé de la section. Puisque le flux positif est remplacé pendant la commu-

tation par un flux négatif (v. fig. 64-26), l'accroissement $d\Psi_\sigma < 0$ et $e_L > 0$. La valeur moyenne de cette f.é.m. pendant la durée de commutation est appelée *tension de réactance de la section*

$$e_r = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} e_L \, dt = -L_\sigma \left(\frac{di}{dt} \right)_{\text{moy}} = L_\sigma \frac{2 i_{\text{ind}}}{T_c} > 0, \qquad (64\text{-}64)$$

où $L_\sigma = \Psi_\sigma / i_{\text{ind}}$ est l'inductance de dispersion de la section [1]).

Comme il est indiqué à la figure 64-26, la tension de réactance est dirigée « vers nous ».

Deuxièmement, la section est aussi le siège d'une *f.é.m. dynamique*

$$e_d = 2 \, B_q l_\delta w_s \, v, \qquad (64.65)$$

où B_q est la valeur moyenne de l'induction dans la zone des conducteurs de la section en commutation;
w_s, le nombre de spires de la section;
v, la vitesse périphérique de l'induit.

Lorsque les balais sont calés sur la ligne neutre, l'induction B_q est produite par la f.m.m. transversale de l'induit $F_{q\max} = A\tau/2$

$$B_q = \frac{\mu_0 F_{q\max}}{\delta} \sqrt{\frac{c_q}{c_q + 1}},$$

où

$$c_q = \left(\frac{2\delta}{\tau - b_p} \right)^2.$$

En appliquant la règle des trois doigts de la main droite, on s'assure aisément que $e_d > 0$. Ainsi, dans une machine ne comportant pas de pôles auxiliaires, la commutation sera toujours retardée (ceci est également valable pour la marche en moteur à laquelle correspond le renversement de la polarité des pôles principaux indiqué à la figure 64-26).

Pour obtenir une commutation avancée, on change le signe de la f.é.m. dynamique e_d par le renversement du sens du champ transversal dans la zone de la section en commutation. Ceci s'obtient au mieux en faisant usage de *pôles auxiliaires* (fig. 64-28) (appelés également pôles de commutation) disposés entre les pôles principaux. Ces pôles, proposés en 1884 par Menges, sont de nos jours utilisés dans toutes les machines à courant continu dont la puissance dépasse 1 ou 2 kW.

Puisque la f.é.m. dynamique e_d (64-65) doit compenser la tension de réactance (64-64) qui est proportionnelle au courant d'induit i_{ind}, l'enroulement des pôles auxiliaires est connecté en série avec l'enroulement de l'induit et est donc alimenté par le courant i_{ind}. La forc

---

[1]) Si $b_b > b_c$ et plusieurs sections sont à la fois en commutation, la tension de réactance doit se calculer compte tenu de l'inductance mutuelle avec les sections voisines en commutation.

magnétomotrice de l'enroulement du pôle auxiliaire F_a doit avoir une valeur non seulement suffisante pour compenser la f.m.m. transversale $F_{q\,max}$ de l'induit, mais un peu plus grande pour produire un champ transversal de sens opposé :

$$F_a = F_{q\,max} + \beta_a B_q \delta_a k_{\delta a}/\mu_0,$$

où δ_a est l'entrefer sous le pôle auxiliaire ;

$\beta_a = 1{,}2$, un coefficient qui tient compte de la chute de tension magnétique dans les portions ferromagnétiques du circuit magnétique des pôles auxiliaires ;

$k_{\delta a}$, le facteur d'entrefer sous le pôle auxiliaire [1]).

Une telle f.m.m. s'obtient lorsque le nombre de spires de l'enroulement du pôle auxiliaire est $w_a = F_a/i_{ind}$.

Pour assurer une commutation un peu avancée on donne à la f.é.m. dynamique une valeur $|e_d|$ de 15 % supérieure à celle de la f.é.m. de réactance e_r (dans ce cas on a $\Sigma e = e_r - e_d = e_r - 1{,}15e_r = -0{,}15e_r < 0$). En partant de la condition $|e_d| = 1{,}15e_r$ et en tenant compte de (64-64) et (64-65), on trouve qu'une telle f.é.m. $|e_d|$ sera induite si l'induction dans l'entrefer sous le pôle auxiliaire est

$$B_q = \frac{1{,}15 L_\sigma i_{ind}}{T_c l_\delta w_s v}.$$

En cas de modifications de la charge la commutation avancée sera maintenue automatiquement si les f.é.m. e_d et e_r varient proportionnellement au courant dans l'induit. A cet effet, il faut que le circuit magnétique des pôles auxiliaires ne soit pas saturé ni dans la zone des noyaux de ces pôles, ni dans les portions communes avec le circuit magnétique principal. En cas de brusques variations de charge, la compensation se trouve troublée par suite des courants de Foucault qui sont induits dans les pièces massives et empêchent le flux des pôles auxiliaires de varier proportionnellement au courant d'induit. C'est pourquoi les noyaux des pôles auxiliaires et parfois même le bâti des machines destinées à subir de brusques variations de charge sont feuilletés. En outre, il ne faut pas oublier que la tension de réactance est compensée à l'aide de pôles auxiliaires seulement en moyenne, pendant la durée de commutation ; à certains instants la compensation est troublée et, si la tension de réactance est très grande, les pôles auxiliaires ne permettent pas de supprimer complètement les étincelles au collecteur. Aussi, en établissant le projet d'une machine, cherche-t-on à choisir ses dimensions de manière que la tension de réactance donnée par (64-64) ne soit pas supérieure à 3,5 V.

3. Création possible de « flash» au collecteur. Enroulement de compensation. — Lorsque la tension entre deux lames consécu-

---

[1]) Dans une machine comportant un enroulement de compensation la f.m.m. des pôles auxiliaires peut être diminuée de la valeur de la f.m.m. $Ab_p/2$ produite par cet enroulement.

tives du collecteur est trop grande, un arc peut jaillir entre ces lames et s'étendre ensuite sur toute la surface du collecteur. Cet accident connu sous le nom de flash cause des détériorations graves au collecteur et aux porte-balais et peut provoquer la mise hors d'état de toute la machine.

Les expériences montrent que le crachement aux balais peut aller jusqu'aux flash lorsque la tension maximale entre les lames de collecteur $u_{c.\ max}$ dépasse 30 à 35 V. La tension entre les lames est égale à la tension de la section connectée à ces lames. Cette dernière tension diffère peu de la f.é.m. de la section et est proportionnelle à l'induction dans la zone des côtés de section. La répartition

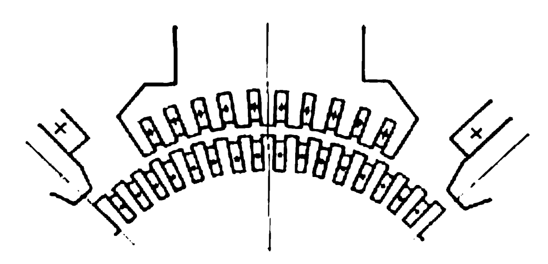


Fig. 64-29. Coupe d'une machine à enroulement de compensation.

de la tension entre les lames de collecteur est donc analogue à la répartition de l'induction dans l'entrefer sur le pas polaire $u_c \sim B$. La tension moyenne entre les lames de collecteur $u_{c.\ moy} = 2pU/K$ est proportionnelle à l'induction moyenne dans l'entrefer $B_{\delta\ moy}$; la tension maximale $u_{c.\ max}$ est proportionnelle à l'induction maximale dans l'entrefer $B_{\delta\ max}$. Les relations entre ces tensions sont les mêmes que celles qui existent entre les inductions $u_{c.\ max} = u_{c.moy}\, c_{max} = (2pU/K)\, c_{max}$ où $c_{max} = B_{\delta\ max}/B_{\delta\ moy}$.

Pour la marche à vide, le coefficient $c_{max} \approx 1/0{,}7 = 1{,}42$; en marche en charge, l'induction maximale est en moyenne 1,2 à 1,3 fois plus grande que l'induction moyenne, ce qui s'explique par l'influence de la réaction transversale de l'induit (v. § 64-9, fig. 64-22) et le coefficient $c_{max} = (1{,}2$ à $1{,}3)/0{,}7 = 1{,}7$ à $1{,}85$.

C'est en compensant la f.m.m. transversale de l'induit qu'on peut obtenir une réduction importante de $u_{c.\ max}$. On peut le faire à l'aide d'un enroulement spécial dit *de compensation*. Les conducteurs de l'enroulement de compensation sont disposés dans des encoches ménagées dans les pièces polaires principales et sont connectés en série avec l'enroulement d'induit de manière que les f.m.m. des enroulements soient en opposition (fig. 64-29). Lorsque la charge linéaire A_c de l'enroulement de compensation est égale à la charge linéaire A de l'induit, la f.m.m. transversale Ax de l'induit est compensée à toute distance à l'axe du pôle ($x < 0{,}5b_p$) par la f.m.m. A_cx engendrée par l'enroulement de compensation.

La compensation se maintient automatiquement à toutes les charges, et le champ régnant sous l'épanouissement polaire reste le même qu'en marche à vide. Ceci permet non seulement de réduire la tension maximale entre les lames de collecteur mais de supprimer l'effet démagnétisant de la réaction transversale de l'induit ($F_{qd} = 0$). Vu une complication notable de la construction qu'il apporte, l'enroulement de compensation ne s'emploie que pour les machines de grande puissance dans lesquelles il est économiquement justifiable.

§ 64-12. Génératrices à courant continu (dynamos)

Les propriétés des génératrices à courant continu dépendent du mode d'excitation. La figure 64-30 montre les schémas des génératrices à excitation électromagnétique. Dans une dynamo à *excitation séparée* ou *indépendante* (fig. 64-30, *a*), l'enroulement d'excitation est alimenté par une source de courant continu indépendante. Dans une dynamo excitée *en dérivation* ou *shunt* (fig. 64-30, *b*), l'enroulement d'excitation est branché entre les bornes de l'induit. Dans une dynamo à *excitation série* (fig. 64-30, *c*), l'enroulement d'excitation est connecté en série avec l'induit. Les dynamos à *excitation composée* ou *compound* comportent le plus souvent deux enroulements d'excitation: un enroulement dérivation et un enroulement série (fig. 64-30, *d*). Les génératrices-excitatrices à excitation composée utilisées pour l'alimentation des enroulements rotoriques des grosses machines synchrones sont munies, pour élargir les limites de réglage de la tension, de trois enroulements: un enroulement d'excitation indépendante, un enroulement dérivation et un enroulement série. Les enroulements des pôles auxiliaires et les enroulements de compensation ne sont pas représentés sur la figure 64-30.

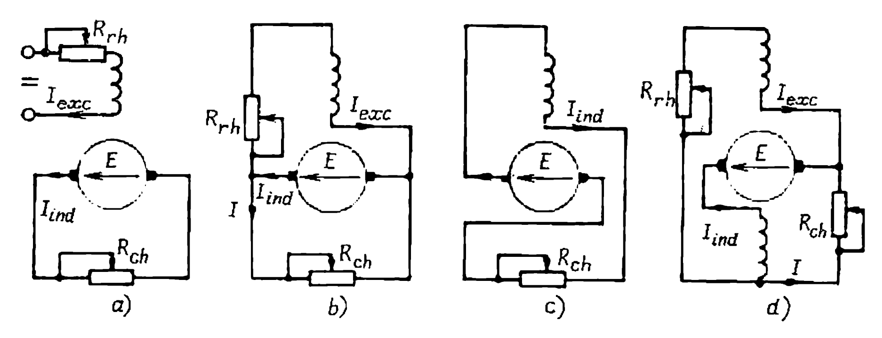


Fig. 64-30. Schémas des dynamos à excitation électromagnétique : R_{ch}, résistance de charge ; R_{rh}, résistance du rhéostat de réglage.

Les propriétés d'une génératrice à courant continu non chargée ($I = 0$) se décrivent par la caractéristique à vide (v. § 64-8). Quant aux propriétés des génératrices en charge, on en juge d'après les

caractéristiques qui établissent des relations entre les grandeurs fondamentales (tension U, courant débité I et courant d'excitation I_{exc}) de leurs circuits électriques. Ces caractéristiques sont les suivantes: la caractéristique externe, la caractéristique de réglage, la caractéristique en charge et la caractéristique en court-circuit.

La construction de ces caractéristiques a été décrite au § 64-9. Pour les machines à courant continu normales, à pôles auxiliaires, dont les balais sont calés sur la ligne neutre théorique, on peut admettre, en négligeant l'influence de la f.m.m. des sections en commutation (v. § 64-11), que la f.m.m. engendrée par le courant dans l'induit, d'une part, et le courant d'excitation équivalent à cette f.m.m., d'autre part, sont approximativement proportionnels au courant d'induit et calculer leur valeur définie par (64-45) à l'aide des formules

$$F_{ind.d} = \pm F_s - F_{qd} = F_{ind.dn} (I_{ind}/I_{ind.n})$$

et

$$F_{ind.d}/w_{exc} = (F_{ind.dn}/w_{exc}) \ (I_{ind}/I_{ind.n}), \qquad (64\text{-}66)$$

dans lesquelles $F_{ind.dn} = \pm F_{sn} - F_{qdn}$ est la f.m.m. produite par le courant d'induit au régime nominal lorsque $I = I_n$ et $\Phi = \Phi_n$.

Si le flux Φ présente de grands écarts par rapport au flux nominal Φ_n, le calcul d'après (64-66) donne des résultats peu précis. Pour plus de précision, la f.m.m. F_{qd} doit se déterminer comme il est indiqué au § 64-9 pour chacune des valeurs du flux et du courant (en appliquant s'il y a lieu la méthode des approximations successives).

Le calcul des caractéristiques des génératrices à courant continu se fait commodément sur des mini-ordinateurs. Pour améliorer la précision des calculs dans le cas où l'intervalle de variation de la tension est grand, il convient de diviser la caractéristique à vide en deux ou trois parties et d'approximer chacune d'elles par sa propre parabole.

a) DYNAMO À EXCITATION SÉPARÉE OU SÉPARÉE-SÉRIE

Le courant d'excitation et la tension aux bornes d'une telle dynamo sont réglables dans de larges limites au moyen d'un rhéostat (fig. 64-30, *a*). C'est pourquoi elle est utilisée dans les cas où l'on exige un réglage continu de la tension dans les limites de 0 à U_n.

1. Caractéristique externe de la dynamo $U = f(I)$ à $R_{exc.0} = R_{exc} + R_{rh} =$ constante ou à $I_{exc} =$ constant. — Elle se construit graphiquement à l'aide de la caractéristique à vide et du triangle caractéristique (d'après § 64-9). La caractéristique à vide est représentée comme fonction du courant d'excitation. Le côté bc du triangle caractéristique se calcule également d'après (64-66) comme un courant d'excitation $bc = F_{ind.d}/w_{exc}$ équivalent à la f.m.m. de l'induit. Pour tracer la caractéristique on se donne plusieurs valeurs du courant de l'induit $I = I_{ind}$. Pour chacun des courants choisis, on place le triangle de manière que son sommet b

se situe sur la caractéristique à vide et son sommet c sur la ligne de I_{exc} = constant. Dans ces conditions la distance du point a à l'axe des abscisses donne la tension U. La construction de la figure 64-31 est effectuée pour le cas de l'effet démagnétisant de la f.m.m. du courant d'induit lorsque $F_{ind.\,d} < 0$ et le point b se situe à gauche du point c. Pour une dynamo à excitation composée du type séparée-série à flux additifs, lorsque la f.m.m. de l'enroulement série F_s est supérieure à $|F_{qd}|$ et $F_{ind.d} = F_s - F_{qd} > 0$, la construction se fait d'une manière analogue mais le point b se situe à droite du point c.

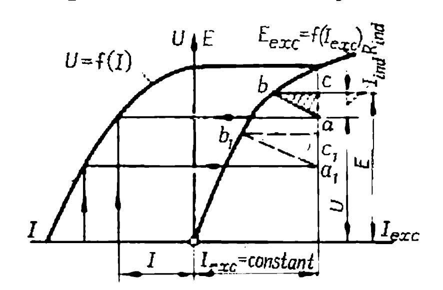


Fig. 64-31. Construction de la caractéristique externe d'une dynamo à excitation séparée.

Pour représenter la caractéristique externe sous forme analytique, il faut au préalable approximer selon (64-33) la caractéristique à vide sur l'intervalle exigé par la parabole

$$E = a_E I_{exc.\,0}^2 + b_E I_{exc.\,0} + c_E. \quad (64\text{-}67)$$

Puis il convient d'exprimer le courant d'excitation résultant en fonction du courant d'induit I_{ind}:

$$I_{exc.\,0} = I_{exc} + F_{ind.\,d}/w_{exc} = I_{exc} + c_{ind} I_{ind},$$

où $c_{ind} = F_{ind.\,dn}/(w_{exc} I_{ind.n})$ et, en utilisant l'approximation et l'équation (64-47), d'écrire l'équation de la caractéristique externe

$$U = a_U I_{ind}^2 + b_U I_{ind} + c_U, \quad (64\text{-}68)$$

où

$$a_U = a_E c_{ind}^2;$$

$$b_U = c_{ind}(2 I_{exc} a_E + b_E) - R_{ind};$$

$$c_U = E_{exc} = a_E I_{exc}^2 + b_E I_{exc} + c_E.$$

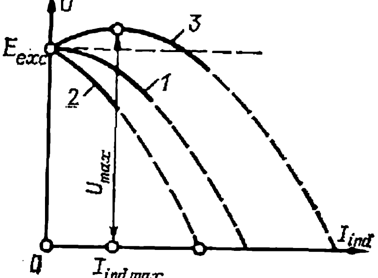


Fig. 64-32. Caractéristiques externes d'une dynamo à excitation séparée-série.

Le coefficient a_U, de même que a_E, étant toujours négatif, la caractéristique externe de la dynamo considérée a la forme d'une parabole dont le sommet est orienté vers le haut. Pour $I_{ind} = 0$, la tension $U = c_U = E_{ext}$. Le caractère de variation de la tension en fonction de la charge (du courant I_{ind}) dépend du signe du coefficient b_U. Lorsque $b_U = 0$, la dérivée

$$\left(\frac{dU}{dI_{ind}}\right)_{I_{ind}=0} = (2a_U I_{ind} + b_U)_{I_{ind}=0} = b_U = 0$$

et la tension décroît suivant la courbe *1* de la figure 64-32. Dans une dynamo à excitation composée on a $b_U = 0$ lorsque

$$c_{ind} = \frac{R_{ind}}{2 I_{exc} a_E + b_E}.$$

Pour $b_U < 0$ la baisse de la tension (courbe 2) est plus brusque avec l'augmentation de la charge que pour $b_U = 0$; de telles valeurs de b_U s'observent dans une dynamo à excitation composée à flux additifs ou à excitation séparée lorsque $c_{ind} < [R_{ind}/(2I_{exc}a_E + b_E)]$. Enfin, pour $b_U > 0$, la tension s'accroît d'abord avec l'augmentation de la charge, atteint sa valeur maximale U_{max} pour $I_{ind.\ max} = -b_U/(2a_U)$ et commence ensuite à diminuer (courbe 3); de telles valeurs de b_U sont obtenues dans une dynamo à excitation composée à flux additifs lorsque $c_{ind} > [R_{ind}/(2I_{exc}a_E + b_E)]$. Remarquons que $2I_{exc}a_E + b_E$ représente la pente dE/dI_{exc} de la caractéristique à vide pour la valeur donnée de I_{exc}. En posant $U = 0$ dans (64-67), on trouve le courant de l'induit pour lequel les caractéristiques externes coupent l'axe des abscisses:

$$I_{ind(U=0)} = (-b_U + \sqrt{b_U^2 - 4a_Uc_U})/(2a_U). \qquad (64\text{-}69)$$

2. Caractéristique de réglage $I_{exc} = f(I_{ind})$ à U = constante. — Sa construction est montrée sur la figure 64-33. Ici on se donne également plusieurs valeurs du courant dans l'induit $I = I_{ind}$ et pour chacune de ces valeurs on place le triangle caractéristique de manière que les points a, a_1 se situent sur la ligne de U = constante et les points b, b_1 sur la caractéristique à vide. Alors, la distance du point a à l'axe des ordonnées donne la valeur exigée du courant d'excitation. La caractéristique de la figure 64-33 correspond au cas où $F_{ind.\ d} < 0$. Si $F_{ind.\ d} > 0$, le point b se situe à droite du point c.

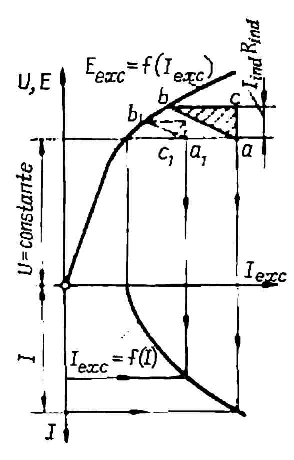


Fig. 64-33. Construction de la caractéristique de réglage d'une dynamo à excitation séparée.

Pour représenter analytiquement la caractéristique de réglage à U = constante, on peut utiliser la même approximation (64-67). D'abord, en se donnant le courant I_{ind}, on détermine la f.é.m. $E = U + R_{ind}I_{ind}$; puis on calcule d'après (64-67) le courant d'excitation résultant $I_{exc.0}$ correspondant à cette f.é.m.

$$I_{exc.\ 0} = \frac{-b_E + \sqrt{b_E^2 - 4a_E(c_E - E)}}{2a_E}$$

et le courant d'excitation $I_{exc} = I_{exc.\ 0} - c_{ind}I_{ind}$ pour lequel U = constante:

$$I_{exc} = [-b_E + \sqrt{b_E^2 - 4a_E(c_E - U - R_{ind}I_{ind})}]/(2a_E) - c_{ind}I_{ind}. \qquad (64\text{-}70)$$

La fonction ainsi obtenue $I_{exc} = f(I_{ind})$ est l'expression analytique de la caractéristique de réglage. L'allure de cette caractéristique dépend de l'influence due à la f.m.m. de l'induit et de la chute de tension dans le circuit de l'induit. Pour $I_{ind} = 0$, toutes les caractéristiques passent par le point

$$I_{exc.\ v} = -b_E + \sqrt{b_E^2 - 4a_E(c_E - U)}$$

situé sur l'axe des ordonnées.

A partir de ce point les caractéristiques ont par rapport à l'axe des abscisses

unangle égal à

$$\left(\frac{dI_{\text{exc}}}{dI_{\text{ind}}}\right)_{I_{\text{ind}}=0}=c_{\text{ind.}\,0}-c_{\text{ind}},$$

où

$$c_{\text{ind.}\,0}=\frac{R_{\text{ind}}}{\sqrt{b_E^2-4a_E\,(c_E-U)}}>0.$$

Si $c_{\text{ind}} = c_{\text{ind.0}}$, cet angle est nul et lorsque le courant I_{ind} augmente, le courant d'excitation croît mais de façon peu importante. Si $c_{\text{ind}} < c_{\text{ind.0}}$, ce qui a lieu en cas d'excitation séparée ou d'excitation séparée-série à flux additifs à enroulement série faible, l'angle est positif et le courant d'excitation croît plus fortement (courbe 2) avec l'augmentation du courant I_{ind}. Si $c_{\text{ind}} > c_{\text{ind.0}}$, ce qui s'observe en cas d'excitation composée séparée-série à flux

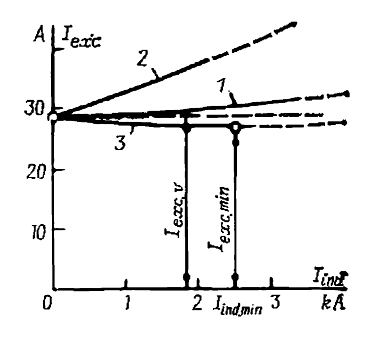


Fig. 64-34. Caractéristiques de réglage d'une dynamo à excitation séparée-série.

Fig. 64-35. Caractéristique en charge.

additifs et à enroulement série fort, l'angle est négatif et lorsque le courant I_{ind} augmente, le courant d'excitation commence par diminuer un peu, passe ensuite par sa valeur minimale $I_{\text{exc}.min}$ pour

$$I_{\text{ind.}\,min}=\frac{R_{\text{ind}}^2-c_{\text{ind}}^2\,[b_E^2-4a_E\,(c_E-U)]}{4a_ER_{\text{ind}}c_{\text{ind}}^2}$$

et commence à croître (courbe 3).

E x e m p l e 64-10. Soit une dynamo à excitation séparée ayant $I_{\text{ind.n}} = 1000$ A, $w_{\text{exc}} = 400$, $R_{\text{ind}} = 0{,}015\ \Omega$, $F_{qdn} = 800$ A dont la caractéristique à vide est approximée par la parabole $E = a_EI_{\text{exc}}^2 + b_EI_{\text{exc}} + c_E$ ($a_E = -0{,}2464\ \text{V}\cdot\text{A}^{-2}$; $b_E = 22\ \Omega$; $c_E = 71{,}8$ V). Construire la caractéristique de réglage à $U = 500$ V ainsi que ses caractéristiques de réglage pour le cas où elle est munie d'un enroulement série assurant $c_{\text{ind.0}}$ et $c_{\text{ind}} = 0{,}003$.

La dynamo à excitation séparée possède

$$c_{\text{ind}}=+\frac{F_{adn}}{w_{\text{exc}}I_{\text{ind.\,n}}}=-\frac{800}{400\cdot 1000}=-0{,}002,$$

où $F_{adn} = -F_{qd} = -800$ A. La caractéristique à $c_{\text{ind}} = -0{,}002$ calculée d'après (64-70) est représentée par la courbe 2 de la figure 64-34. La valeur caractéristique est

$$c_{\text{ind.}\,0}=\frac{0{,}015}{\sqrt{22^2-4\,(-0{,}2464)\,(71{,}8-500)}}=0{,}001905.$$

La caractéristique pour $c_{\text{ind.0}}$ est représentée par la courbe 1 et celle pour $c_{\text{ind}} = 0{,}003$ par la courbe 3.

3. **Caractéristique en charge** $U = f(I_{exc})$. — Sa construction graphique pour une valeur donnée constante du courant dans l'induit I_{ind} = constant est illustrée par la figure 64-35. Sous tension nominale, à ce courant correspond un triangle caractéristique bien déterminé *abc*. On considère qu'en première approximation les dimensions du triangle restent inchangées lorsque le courant d'excitation varie. Alors, en déplaçant le triangle de telle façon que les points *b* se situent sur la caractéristique à vide on peut obtenir la dépendance requise (la distance du point *a* à l'axe des abscisses est égale à la tension U et la distance du point *a* à l'axe des ordonnées donne le courant d'excitation I_{exc}).

En se servant de l'approximation (64-67), on peut exprimer facilement la caractéristique en charge sous la forme analytique:

$$U = a_I I_{exc}^2 + b_I I_{exc} + c_I,$$

où

$$a_I = a_E; \quad b_I = b_E + 2a_E c_{ind} I_{ind};$$

$$c_I = c_E - R_{ind} I_{ind} + b_E c_{ind} I_{ind} + a_E c_{ind}^2 I_{ind}^2.$$

4. **Courant de court-circuit dans l'enroulement d'induit.** — En première approximation, sa valeur se calcule à l'aide de (64-69). Lorsque l'excitation de la machine correspond à la tension nominale en charge, le courant de court-circuit peut prendre une valeur plusieurs dizaines de fois supérieure au courant nominal. C'est dans les dynamos à excitation séparée-dérivation à flux additifs que ce courant est particulièrement élevé.

b) DYNAMO À EXCITATION EN DÉRIVATION OU EN DÉRIVATION-SÉRIE

Les génératrices de ce type (v. fig. 64-30, *b* et *d*) sont des machines auto-excitatrices, elles n'exigent aucune source de courant continu auxiliaire pour l'alimentation de l'enroulement d'excitation. C'est ce qui explique leur emploi relativement fréquent. Le courant nominal dans l'enroulement dérivation de la dynamo est très petit devant le courant nominal traversant l'enroulement d'induit [$I_{exc.\,n} = (0{,}01$ à $0{,}05)\, I_{ind.\,n}$]. Lors de l'analyse des caractéristiques de la dynamo on admet que le courant de charge $I = I_{ind} - I_{exc} \approx I_{ind}$ est égal au courant dans l'induit.

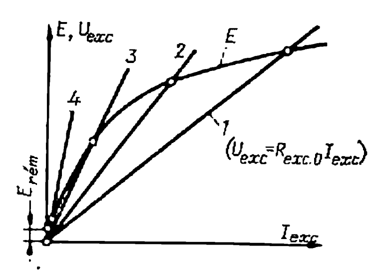


Fig. 64-36. Conditions d'auto-amorçage d'une dynamo à excitation en dérivation.

1. **Conditions d'amorçage.** — Considérons d'abord les conditions d'amorçage en marche à vide lorsque le circuit de l'induit est ouvert ($R_{ch} = \infty$). Supposons que la dynamo tourne à la vitesse angulaire Ω. Sa caractéristique à vide à cette vitesse est représentée sur la figure 64-36. On y a fait figurer également par les droites *1* à *4* la chute de tension dans le circuit de l'enroulement

dérivation $U_{exc} = R_{exc.\,0} I_{exc}$ pour quelques valeurs de la résistance $R_{exc.\,0} = R_{rh} + R_{exc}$ du circuit d'excitation. L'enroulement d'excitation (v. fig. 64-30, *b*) étant connecté aux bornes de l'enroulement d'induit, on a $E = U_{exc} = R_{exc.\,0} I_{exc}$ et la tension au régime établi se détermine par le point d'intersection de la droite $U_{exc} = R_{exc.\,0} I_{exc}$ avec la caractéristique à vide. Lorsque la résistance $R_{exc.\,0}$ diminue, la tension $U = E = U_{exc}$ augmente ($R_{exc.\,01} < R_{exc.\,02}$).

La résistance $R_{exc.\,03} = \left(\frac{dE}{dI_{exc}}\right)_{I_{exc}=0}$ est la plus grande résistance pour laquelle l'amorçage de la dynamo est encore possible.

Pour

$$R_{exc.\,0} \leqslant \left(\frac{dE}{dI_{exc}}\right)_{I_{exc}=0} \tag{64-71}$$

la dynamo s'excite; pour

$$R_{exc.\,0} > \left(\frac{dE}{dI_{exc}}\right)_{I_{exc}=0}$$

la dynamo ne s'excite pas et la tension entre ses bornes reste voisine de la tension rémanente.

Pour l'auto-amorçage dans le cas où $R_{exc.\,0} < R_{exc.\,03}$ il faut que la dynamo possède un flux magnétique rémanent auquel correspond une f.é.m. rémanente $E_{rém}$. En outre l'enroulement d'excitation doit être branché de façon que le courant qui le traverse sous l'action de la f.é.m. $E_{rém}$ renforce le champ magnétique rémanent. Lorsque ces conditions sont satisfaites, la croissance du courant qui prend naissance dans l'enroulement d'excitation sous l'effet de la f.é.m. $E_{rém}$ se décrit par l'équation différentielle linéaire

$$E - R_{exc.\,0} I_{exc} = L_{exc} \frac{dI_{exc}}{dt}, \tag{64-72}$$

où $E = f(I_{exc})$ est la valeur courante de la f.é.m. de l'induit pour le courant I_{exc};

$L_{exc} = L_{exc\,\sigma} + \frac{d\Psi}{dI_{exc}} = 2pw_{exc}k_{exc\,\sigma}\frac{d\Phi}{dI_{exc}} = \frac{2pw_{exc}k_{exc\,\sigma}}{c_0\Omega}\frac{dE}{dI_{exc}}$ est l'inductance dynamique de l'enroulement d'excitation; $k_{exc\,\sigma}$, le coefficient moyen de dispersion.

Le phénomène d'auto-amorçage peut se produire pour $E = f(I_{exc}) > R_{exc.\,0} I_{exc}$; dans ce cas $dI_{exc}/dt > 0$ et la croissance du courant se poursuit jusqu'à l'instant où (au point d'intersection de la droite $U_{exc} = I_{exc} R_{exc.\,0}$ et de la caractéristique à vide) la dérivée dI_{exc}/dt devienne nulle. Pour mettre en évidence les conditions d'amorçage d'une dynamo chargée par une résistance R_{ch} = constante (v. fig. 64-30, *d*), écrivons les équations des tensions de ses circuits électriques: $U = E - R_{ind} I_{ind}$; $U = R_{exc.\,0} I_{exc}$; $U = R_{ch} I_{ind}$, et approximons la caractéristique à vide par une parabole qui passe par le point $I_{exc} = 0$, $E = E_{rém} = c_E$, $E = a_E I^2_{exc.0} + b_E I_{exc.0} + c_E$. En tenant compte que $I_{exc.\,0} = I_{exc} + c_{ind} I_{ind}$ et en représentant le courant $I_{exc.0}$ en fonction de la tension $I_{exc.\,0} = k_U U$, où $k_U = 1/R_{exc.\,0} + c_{ind}/R_{ch}$, on obtient pour la tension l'équation du second degré suivante

$$a_s U^2 + b_s U + c_E = 0,$$

dans laquelle $a_s = a_E k_U^2$; $b_s = b_E k_U - R_{ind}/R_{ch} - 1$.

Ainsi la tension qui s'établit entre les bornes de la dynamo à la fin de l'amorçage a pour expression:

$$U = \frac{-b_s \pm \sqrt{b_s^2 - 4a_s c_E}}{2a_s}.$$

En posant pour simplifier $c_E = E_{\text{rém}} = 0$, on trouve deux racines suivantes de l'équation:

$$U = 0 \quad \text{et} \quad U = -b_s/a_s.$$

Pour l'auto-amorçage ou, en d'autres termes, pour l'apparition d'une tension positive $U > 0$ lorsque $a_s < 0$, il faut réaliser la condition

$$b_s = b_E k_U - R_{\text{ind}}/R_{\text{ch}} - 1 \geqslant 0$$

ou

$$b_E R_{\text{ch}}/(R_{\text{ind}} + R_{\text{ch}} - b_E c_{\text{ind}}) \geqslant R_{\text{exc. 0}}. \tag{64-73}$$

Cette condition signifie que la tangente de l'angle d'inclinaison de la caractéristique $U = f(I_{\text{exc}})$ à R_{ch} = constante et $I_{\text{exc}} = 0$ doit être plus grande que la tangente de l'angle d'inclinaison de la tension agissant sur l'enroulement

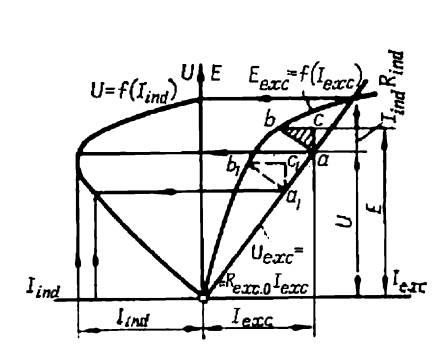


Fig. 64-37. Construction de la caractéristique externe pour $c_{\text{ind}} < 0$.

Fig. 64-38. Construction de la caractéristique externe pour $c_{\text{ind}} > 0$.

d'excitation (il n'est pas difficile de s'assurer que pour R_{ch} = constante le premier membre de l'inégalité est égal à $\left(\frac{dU}{dI_{\text{exc}}}\right)_{I_{\text{exc}}=0}$).

Dans le cas particulier où $R_{\text{ch}} = \infty$ et $I_{\text{ind}} = 0$, cette condition (64-73) se ramène à la condition (64-71) obtenue pour la marche à vide:

$$b_E = \left(\frac{dE}{dI_{\text{exc}}}\right)_{I_{\text{exc}}=0} \geqslant R_{\text{exc. 0}}.$$

Pour une dynamo à excitation en série dans le cas de $R_{\text{exc. 0}} = \infty$ et $I_{\text{exc}} = 0$, la condition (64-73) prend la forme suivante: $b_E c_{\text{ind}} - R_{\text{ind}} \geqslant R_{\text{ch}}$, où $b_E c_{\text{ind}} - R_{\text{ind}} = \left(\frac{dU}{dI_{\text{ind}}}\right)_{I_{\text{ind}}=0}$ est la tangente de l'angle d'inclinaison de la caractéristique $U = f(I_{\text{ind}})$; R_{ch}, la tangente de l'angle d'inclinaison de la tension aux bornes de la charge $U_{\text{ch}} = R_{\text{ch}} I_{\text{ind}}$.

2. Caractéristiques externes d'une dynamo à excitation composée. — La construction graphique de la caractéristique externe $U = f(I_{\text{ind}})$ à $R_{\text{exc. 0}}$ = constante est montrée à la figure 64-37. La caractéristique à vide est construite pour une vitesse angulaire donnée Ω = constante. La tension aux bornes de l'enroulement d'excitation est traduite par la ligne de $U_{\text{exc}} = R_{\text{exc. 0}} I_{\text{exc}}$. En se donnant plusieurs valeurs du courant et en modifiant, proportionnellement à

ces valeurs, les dimensions du triangle caractéristique abc ($a_1b_1c_1$), on place ce triangle de manière que le point a se situe sur la ligne de U_{exc} et le point b sur la caractéristique à vide. Alors la distance du point a à l'axe des abscisses mesure la valeur de U. La construction de la figure 64-37 est faite pour le cas où $F_{ind.\ d} < 0$ et $c_{ind} < 0$. Une construction analogue est donnée à la figure 64-38 pour une dynamo à excitation composée à flux additif pour $c_{ind} > 0$.

En utilisant une approximation par la parabole, on obtient aisément l'équation de la caractéristique externe. A cet effet, il faut écrire l'équation de la tension

$$U = a_E (I_{exc} + c_{ind} I_{ind})^2 + b_E (I_{exc} + c_{ind} I_{ind}) + \\ + c_E - R_{ind} I_{ind},$$

exprimer le courant d'excitation qui y figure par la tension

$$I_{exc} = U/R_{exc.\ 0} = UY_{exc}$$

et résoudre l'équation du second degré ainsi obtenue par rapport à la tension

$$U = \frac{R^2_{exc.\ 0}}{2a_E} [-(b_E Y_{exc} - 1) - 2a_E c_{ind} Y_{exc} I_{ind} \pm \\ \pm \sqrt{(b_E Y_{exc} - 1)^2 + 4a_E Y_{exc} (Y_{exc} R_{ind} - c_{ind}) I_{ind}}]. \quad (64\text{-}74)$$

En marche à vide, c'est-à-dire pour $I_{ind} = 0$, on obtient une tension qui ne dépend que de la forme de la caractéristique à vide (a_E, b_E) et de la résistance $R_{exc.\ 0}$:

$$U_0 = -\frac{R_{exc.\ 0} (b_E - R_{exc})}{a_E}. \quad (64\text{-}75)$$

La forme de la caractéristique externe dépend à son tour de la résistance R_{ind} du circuit de l'induit et du coefficient c_{ind}. Lorsque $c_{ind} < R_{ind}/b_E$, la caractéristique obtenue est la même que celle représentée à la figure 64-37 ; pour $c_{ind} > R_{ind}/b_E$ elle a l'allure de la figure 64-38. (R_{ind}/c_{ind} est la tangente de l'angle au sommet b du triangle abc ;

$$b_E = \left(\frac{dE}{dI_{exc}}\right)_{I_{exc}=0}$$

est la tangente de l'angle d'inclinaison de la caractéristique à vide pour $I_{exc} = 0$.) Une différence fondamentale entre ces caractéristiques consiste en ce que dans la première caractéristique (v. fig. 64-37), la f.é.m. en charge est inférieure à la tension à vide ($E < U_0$), alors que dans la seconde (v. fig. 64-38), cette f.é.m. est supérieure à la tension à vide ($E > U_0$). Par suite, le point b du triangle caractéristique se situe pour $c_{ind} < R_{ind}/b_E$ sur la portion de la caractéristique à vide comprise entre $E = U_0$ et $E = E_{rém} \approx 0$ (v. fig. 64-37) et pour chaque valeur du courant d'induit le triangle peut prendre l'une de deux positions possibles auxquelles correspondent deux

tensions. C'est ce qui explique la forme particulière de la caractéristique représentée à la figure 64-37 : lorsque la résistance de charge diminue à partir de $R_{ch} = \infty$ (marche à vide), l'augmentation du courant s'accompagne d'une diminution de la tension; pour une certaine résistance $R_{ch.\ max}$ le courant atteint sa valeur maximale $I_{ind} = I_{ind.\ max}$; quand la résistance de charge diminue encore $R_{ch} < R_{ch.\ max}$, le courant et la tension diminuent en tendant vers zéro pour $R_{ch} = 0$ (court-circuit).

Quand $c_{ind} > R_{ind}/b_E$, le point b se situe sur le tronçon de la caractéristique à vide au-dessus du point $E = U_0$ (fig. 64-38) et pour chaque valeur du courant dans l'induit le triangle caractéristique abc ne peut prendre qu'une seule position possible à laquelle correspond une seule tension. Dans ce cas la caractéristique prend l'allure de la caractéristique d'une dynamo à excitation séparée-série (en cas de court-circuit, lorsque $R_{ch} = 0$ et $U = 0$, le courant ne s'annule pas comme sur la figure 64-37, mais atteint sa valeur maximale). On peut également montrer que pour $R_{ind}/b_E < c_{ind} < R_{ind}/(2R_{exc.\ 0} - b_E)$ la caractéristique externe est tombante et pour $c_{ind} > R_{ind}/(2R_{exc.\ 0} - b_E)$ elle est ascendante comme sur la figure 64-38 (lorsque le courant augmente, la tension commence par croître légèrement, atteint sa valeur maximale et ensuite diminue).

3. Caractéristique de réglage et caractéristique en charge d'une dynamo à excitation composée. — Si l'on considère que $I = I_{ind}$, ces caractéristiques ne diffèrent en rien de celles obtenues pour cette dynamo lorsque son enroulement d'excitation en dérivation est alimenté par une source de courant continu séparée.

c) COUPLAGE DES GÉNÉRATRICES À COURANT CONTINU EN PARALLÈLE

Les génératrices à courant continu peuvent être couplées en parallèle, c'est-à-dire connectées aux barres communes, si leurs tensions et polarités des bornes sont identiques ($U_1 = U_2$). Avant le couplage il convient de mesurer les tensions, déterminer la différence de tensions $U_1 - U_2 = \Delta U$ et s'assurer que $\Delta U = 0$.

La répartition du courant entre les dynamos couplées en parallèle dépend de l'allure de leurs caractéristiques externes (fig. 64-39). En se donnant plusieurs valeurs des tensions $U = U_1 = U_2$, on peut trouver les courants $I_{ind\ 1}$, $I_{ind\ 2}$, le courant de charge total $I_{ind} = I_{ind\ 1} + I_{ind\ 2}$ et les dépendances $I_{ind\ 1}/I_{ind\ 2} = f\ (I_{ind})$ ou $I_{ind\ 1}/I_{ind\ 2} = f\ (U)$. En règle générale, on couple en parallèle des dynamos identiques. Dans ce cas, elles seront chargées également, c'est-à-dire que $I_{ind\ 1}/I_{ind\ 2} = 1$, si leurs caractéristiques externes sont identiques.

La marche en parallèle des dynamos à excitation composée (dérivation-série) ayant $c_{ind} > 0$ peut devenir instable (si les points a et b de la figure 64-40 ne sont pas reliés entre eux). Cette instabilité se manifeste en ce qu'en cas d'une augmentation accidentelle du

courant $I_{ind\,1}$ (et d'une diminution du courant $I_{ind\,2}$), la f.é.m. E_1 croît (E_2 décroît) sous l'effet de la f.m.m. de l'enroulement série, ce qui provoque une croissance plus grande de $I_{ind\,1}$ et une décrois-

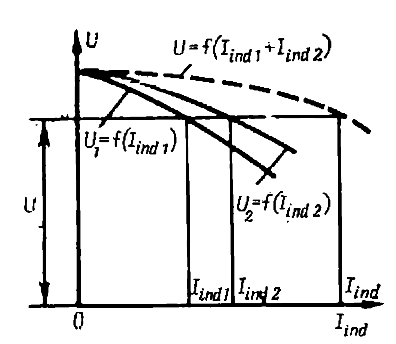


Fig. 64-39. Répartition du courant entre les dynamos en parallèle.

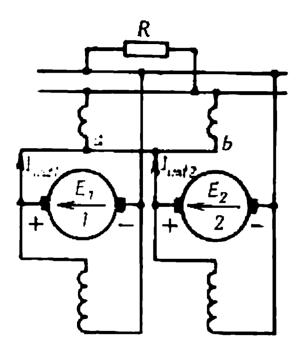


Fig. 64-40. Couplage en parallèle des dynamos à excitation composée.

sance de $I_{ind\,2}$. L'instabilité peut être évitée par la connexion électrique des points *a* et *b* (fig. 64-40) qui assure une répartition uniforme du courant entre les enroulements série des dynamos identiques.

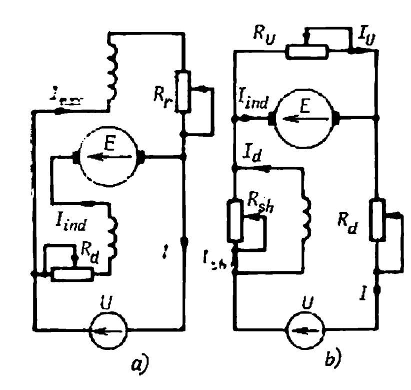


Fig. 64-41. Schémas des moteurs à excitation électromagnétique :
R_r, résistance du rhéostat de réglage dans le circuit de l'enroulement dérivation; R_{sh}, résistance du rhéostat de shuntage de l'enroulement série; R_d, résistance du rhéostat de démarrage; R_U, résistance du rhéostat de shuntage de l'induit.

§ 64-13. Moteurs à courant continu

Dans les moteurs à courant continu on peut utiliser les mêmes modes d'excitation que dans les dynamos à excitation électromagnétique. Les plus répandus sont les moteurs à excitation composée ou en dérivation-série (fig. 64-41, *a*) et les moteurs à excitation en série (fig. 64-41, *b*). Leurs schémas ne diffèrent des schémas de principe des dynamos correspondantes (v. fig. 64-30, *d* et *c*) que par l'emploi de rhéostats additionnels destinés au démarrage et au réglage de la vitesse de rotation des moteurs.

a) DÉMARRAGE

Si un moteur à l'arrêt est branché directement sur un réseau, le circuit de son induit sera parcouru par un courant $I_{ind} = U/R_{ind}$, où U est la tension du réseau et R_{ind} la résistance du circuit de l'induit. Si $U = U_n$, le courant I_{ind} prend au décollage, c'est-à-dire au début du démarrage, une valeur très grande, égale à plusieurs

dizaines de fois le courant nominal $I_{ind.n}$. C'est pourquoi le démarrage direct n'est admissible que pour les micromoteurs dont la puissance ne dépasse pas quelques centaines de watts. Dans tous les autres moteurs le courant dans l'induit est réduit au démarrage à l'aide d'un rhéostat de démarrage R_d à résistance réglable connecté en série avec l'induit (fig. 64-41). La valeur initiale de la résistance $R_d = R_{d0}$ à $\Omega = 0$ est choisie de telle façon que le courant initial de démarrage, que l'on appelle pointe de courant de décollage, soit

$$I_{ind.0} = \frac{U}{R_{ind} + R_{d0}} \leqslant (1 \text{ à } 1{,}5)\, I_{ind.n}.$$

Après la fin du régime transitoire les courants $I_{ind.0}$ et $I_{exc} = U/R_{exc.0}$ qui traversent les enroulements de la machine engendrent un flux magnétique Φ_0. Si le couple électromagnétique initial $M_0 = c_0 I_{ind.0} \Phi_0$ est supérieur au couple extérieur initial $M_{exc.0}$, l'induit se met en rotation et sa vitesse augmentera avec l'accélération angulaire

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{M_0 - M_{ext.0}}{J},$$

où J est le moment d'inertie des parties tournantes du moteur.

Lorsque la machine fonctionne en moteur, la f.é.m. est dirigée dans le sens opposé par rapport au courant I_{ind} et à la tension U. De ce fait, pour que le courant dans le moteur en marche

$$I_{ind} = \frac{U - E}{R_{ind} + R_d}$$

soit maintenu à un niveau suffisamment élevé $[I_{ind} \geqslant (1 \text{ à } 1{,}5)\, I_{ind.n}]$, on doit réduire la résistance R_d au fur et à mesure que Ω et E augmentent. Cette diminution de la résistance du rhéostat de démarrage doit se faire dans toutes les phases de démarrage de manière que la différence entre le couple électromagnétique $M = c_0 I_{ind} \Phi$ et le couple extérieur M_{ext} dont dépend l'accélération de l'induit $d\Omega/dt = (M - M_{ext})/J$ soit suffisamment grande. Pour augmenter le couple M et accélérer la mise en vitesse du moteur, on établit dans les enroulements d'excitation dérivation et série des courants maximaux possibles (dans la figure 64-41 la résistance $R_r = 0$, $R_{sh} = \infty$).

Vers la fin du démarrage le rhéostat de démarrage est complètement éliminé du circuit de l'induit ($R_d = 0$) et les résistances (R_r et R_{sh}) des rhéostats placés dans le circuit d'excitation sont réglées de manière à obtenir le régime établi voulu : $M = M_{ext}$ à vitesse de rotation donnée.

b) CARACTÉRISTIQUES DU MOTEUR AU RÉGIME ÉTABLI

La caractéristique principale du moteur qui détermine son fonctionnement au régime établi (marche industrielle) est la *caractéristique mécanique* $\Omega = f(M)$ à U = constante, R_r = constante, R_{sh} = constante, R_U = constante (v. fig. 64-41). L'équation de la

caractéristique mécanique est obtenue en confrontant l'équation des f.é.m. (64-15), l'équation des tensions (64-47) et l'équation du couple électromagnétique (64-20) qui sont récrites pour le courant positif en marche en moteur

$$\Omega = \frac{U - R_{\text{ind}} I_{\text{ind}}}{c_0 \Phi} = \frac{U}{c_0 \Phi} - \frac{R_{\text{ind}} M}{c_0^2 \Phi^2} = f(M), \qquad (64\text{-}76)$$

où $\Phi = f(I_{\text{ind}})$.

En outre, on juge des propriétés du moteur d'après la *caractéristique électromécanique* $\Omega = f(I_{\text{ind}})$ écrite sous la forme de l'expression intermédiaire dans (64-76) et la *caractéristique de couple* $M = c_0 I_{\text{ind}} \Phi = f(I_{\text{ind}})$ qui coïncide avec (64-20). Pour déterminer la fonction $\Phi = f(I_{\text{ind}})$ qui intervient dans toutes les caractéristiques énumérées du moteur, il convient de se reporter au § 64-9 et tenir compte des remarques faites au début du § 64-12. Afin de déterminer le flux on peut recommander d'avoir recours non pas à la caractéristique de magnétisation mais à la caractéristique à vide à vitesse nominale de rotation Ω_n, c'est-à-dire $E_0 = f(I_{\text{exc}})$, ayant en vue que $\Phi = f(I_{\text{exc}}) = E_0/(c_0\Omega_n)_0$. Dans ce cas le flux peut être exprimé à l'aide de l'approximation par la parabole obtenue selon (64-33) pour un tronçon de caractéristique à vide

$$E_0 = [a_E (I_{\text{exc}} + c_{\text{ind}} I_{\text{ind}})^2 + b_E (I_{\text{exc}} + c_{\text{ind}} I_{\text{ind}}) + \\ + c_E] = f(I_{\text{exc}}, I_{\text{ind}}), \qquad (64\text{-}77)$$

et l'équation des caractéristiques mécanique et électromécanique (64-76) s'écrit sous la forme suivante:

$$\Omega = \frac{(U - R_{\text{ind}} I_{\text{ind}})}{E_0} \Omega_n = \frac{\Omega_n}{E_0} \left(U - \frac{R_{\text{ind}} M \Omega_n}{E_0} \right), \qquad (64\text{-}78)$$

où $M = I_{\text{ind}} E_0 / \Omega_n$.

Le calcul des caractéristiques des moteurs est à effectuer sur ordinateur, surtout quand il s'agit de construire une famille de caractéristiques pour différentes valeurs de la tension U et des résistances R_r, R_{sh}, R_U. Pour améliorer la précision des calculs dans le cas où la tension varie dans de larges limites, il est utile de diviser la caractéristique à vide en deux ou trois intervalles et de l'approximer sur chacun des intervalles par sa propre parabole.

Pour déterminer la vitesse angulaire du moteur au régime établi il faut considérer conjointement les caractéristiques mécaniques du moteur et de l'organe entraîné. La vitesse de régime correspond au point d'intersection de ces caractéristiques. Comme nous l'avons vu à l'occasion des moteurs asynchrones, le fonctionnement à ce régime

sera stable si l'inégalité

$$\frac{dM_{\text{ext}}}{d\Omega} > \frac{dM}{d\Omega}$$

est vérifiée.

Dans le cas où M_{ext} = constant et $dM/d\Omega = 0$, la marche du moteur sera stable si sa caractéristique $\Omega = f(M)$ est tombante, c'est-à-dire si une augmentation du couple électromagnétique ($dM > 0$) entraîne une diminution de la vitesse angulaire ($d\Omega < 0$) et la dérivée

$$\frac{dM}{d\Omega} < 0 = \frac{dM_{\text{ext}}}{d\Omega}.$$

c) MOTEUR À EXCITATION COMPOSÉE

1. Caractéristiques.— En utilisant les expressions (64-77) et (64-78), il est facile de représenter la caractéristique de couple et électromécanique du moteur sous la forme analytique

$$M = \frac{I_{\text{ind}} E_0}{\Omega_{\text{n}}} = \frac{I_{\text{ind}}}{\Omega_{\text{n}}} (a_0 I_{\text{ind}}^2 + b_0 I_{\text{ind}} + c_0') ; \qquad (64\text{-}79)$$

$$\Omega = \frac{(U - R_{\text{ind}} I_{\text{ind}}) \Omega_{\text{n}}}{a_0 I_{\text{ind}}^2 + b_0 I_{\text{ind}} + c_0'}, \qquad (64\text{-}80)$$

où

$$a_0 = a_E c_{\text{ind}}^2 ; \quad b_0 = 2a_E c_{\text{ind}} I_{\text{exc}} + b_E c_{\text{ind}} ;$$
$$c_0 = a_E I_{\text{exc}}^2 + b_E I_{\text{exc}} + c_E = E_{\text{exc. 0}}.$$

Dans ces équations le coefficient c_0 a le sens de la f.é.m. $E_{\text{exc. 0}}$ qui est développée par le courant I_{exc} pour $I_{\text{ind}} = 0$ et $\Omega = \Omega_{\text{n}}$.

La caractéristique mécanique sous forme canonique, c'est-à-dire sous forme analytique $\Omega = f(M)$ est difficile à obtenir du fait qu'à cet effet il faudrait résoudre l'équation cubique (64-79) par rapport au courant I_{ind}. Pourtant sous sa forme paramétrique, la caractéristique mécanique est en fait représentée par les équations (64-79) et (64-80) dans lesquelles le paramètre est le courant I_{ind}.

Pour mettre en évidence l'influence relative de divers paramètres, il est commode de représenter les caractéristiques mécaniques (64-79) et (64-80) sous forme relative en prenant pour grandeurs de base les grandeurs suivantes: U_{n}, $I_{\text{ind. n}}$, Ω_{n}, $M_{\text{b}} = I_{\text{ind. n}} U_{\text{n}}/\Omega_{\text{n}}$, $I_{\text{exc. b}}$ étant le courant d'excitation auquel correspond la tension nominale en marche à vide ($I_{\text{ind}} = 0$) et à la vitesse angulaire nominale Ω. En faisant subir aux équations (64-79) et (64-80) quelques transformations simples, exprimons le couple relatif et la vitesse angulaire relative en fonction du courant relatif

$$M_* = \frac{M}{M_{\text{b}}} = I_{*\text{ind}} (a_{*0} I_{*\text{ind}}^2 + b_{*0} I_{*\text{ind}} + c_{*0}) ; \qquad (64\text{-}81)$$

$$\Omega_* = \frac{\Omega}{\Omega_{\text{n}}} = \frac{U_* - R_{*\text{ind}} I_{*\text{ind}}}{a_* I_{*\text{ind}}^2 + b_* I_{*\text{ind}} + c_{*0}}, \qquad (64\text{-}82)$$

où

$$\left.\begin{aligned}&I_{*ind}=I_{ind}/I_{ind.\,n}\,; \quad U_*=U/U_n\,;\\&R_{*ind}=R_{ind}I_{ind.\,n}/U_n\,; \quad a_{*0}=a_{*E}c_{*ind}^2\,;\\&b_{*0}=c_{*ind}\,(2a_{*E}I_{*exc}+b_{*E})\,;\\&c_{*0}=E_{*exc.\,0}=E_{exc.\,0}/U_n=a_{*E}I_{*exc}^2+b_{*E}\times\\&\qquad\times I_{*exc}+c_{*E}\,;\\&a_{*E}=a_EI_{exc.\,b}^2/U_n\,; \quad b_{*E}=b_EI_{exc.\,b}/U_n\,;\\&c_{*E}=c_E/U_n\,; \quad c_{*ind}=c_{ind}I_{ind.\,n}/I_{exc.\,b}.\end{aligned}\right\} \quad (64\text{-}83)$$

Le dernier coefficient $c_{*\,ind}$ représente la f.m.m. $F_{ind.\,dn} = w_{exc}c_{ind}I_{ind.\,n}$ produite par le courant nominal dans l'induit et exprimée en fractions de la f.m.m. d'excitation de base $F_{exc.\,b} = w_{exc}I_{exc.\,b}$, c'est-à-dire que $c_{*\,ind} = F_{ind.\,dn}/(w_{exc}I_{exc.\,b})$, où $F_{ind.\,dn} = \pm F_{sn} - F_{qdn}$ [v. § 64-9, (64-54)]. La figure 64-42 montre une famille de caractéristiques mécaniques $\Omega_* = f\,(M_*)$ construites dans l'exemple 64-11. Les valeurs de U_*, $I_{*\,exc}$, $R_{*\,ind}$ et des coefficients d'approximation $a_{*\,E}, b_{*\,E}, c_{*\,E}$ sont les mêmes pour toutes les caractéristiques, si bien que leur différence ne tient qu'à la variation du coefficient $c_{*\,ind}$ qui caractérise l'influence de la f.m.m. $F_{ind.\,d}$ du courant dans l'induit. Dans un moteur à enroulement série connecté à flux additifs, lorsque $c_{*\,ind} > 0$ et une augmentation du courant $I_{*\,ind}$ entraîne celle du flux magnétique $\Phi \equiv E_{*0} = a_{*\,0}I_{*\,ind}^2 + b_{*\,0}I_{*\,ind} + c_{*\,0}$, les caractéristiques mécaniques *4* à *7* sont tombantes $(d\Omega_*/dM_*)_{I_{*ind}=1} < 0$. Au contraire, pour $c_{*\,ind} < 0$, les caractéristiques sont ascendantes (courbes *1* et *2*). Le passage des caractéristiques tombantes aux caractéristiques ascendantes se produit pour

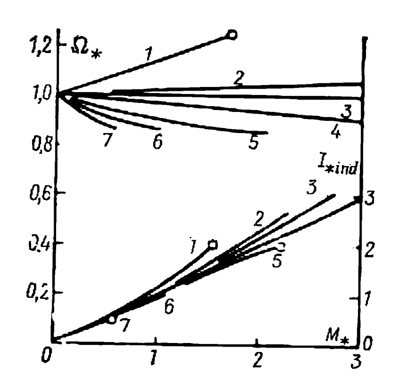


Fig. 64-42. Caractéristiques mécaniques d'un moteur à excitation composée (les courbes *1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*, *7* correspondent respectivement à $c_{ind} = -0{,}2$; $-0{,}1$; $c_{ind\,\Omega} = -0{,}063$; 0 ; 0,2 ; 0,6 ; 1,0).

$$c_{*ind\,\Omega}=\frac{U_*\,(2a_{*E}+b_{*E})-\sqrt{U_*^2\,(2a_{*E}+b_{*E})^2+4R_{*ind}E_{*exc.\,0}a_{*E}\,(1-2U_*)}}{2a_{*E}\,(1-2U_*)}\approx$$

$$\approx-\frac{R_{*ind}E_{*exc.\,0}}{U_*\,(2a_{*E}I_{*exc}+b_{*E})}<0, \quad (64\text{-}84)$$

auquel correspond la caractéristique *3* dont la pente $(d\Omega_*/dM_*)_{I_{*\,ind}=1} = 0$ [lors de l'obtention de (64-83) la dérivée $\frac{d\Omega_*}{dM_*}=\frac{d\Omega_*}{dI_{*\,ind}}$:

: $\frac{dM_*}{dI_{*\,\mathrm{ind}}}$ se détermine par différentiation de (64-81) et (64-82)]. Ainsi les moteurs à excitation composée additive ($c_{\mathrm{ind}} > c_{\mathrm{ind}\,\Omega}$) possèdent des caractéristiques tombantes qui assurent leur fonctionnement stable (v. p. 2).

Plus grand est le nombre de spires dans l'enroulement série monté à flux additifs (plus grand est $c_{*\,\mathrm{ind}}$), plus la caractéristique mécanique du moteur s'approche d'une caractéristique série. Les moteurs à excitation composée sont le plus souvent utilisés dans des installations qui exigent que la vitesse de rotation soit constante avec la charge. C'est pourquoi dans les moteurs de ce type d'usage général on cherche à obtenir une caractéristique tombante aussi rigide que possible [1]).

Le nombre de spires dans l'enroulement série est choisi de telle façon que sa f.m.m. compense l'effet démagnétisant de la f.m.m. de l'induit. Dans ce cas $c_{*\,\mathrm{ind}} \approx 0$ et, lors du passage de la marche à vide à la charge nominale, la vitesse angulaire ne subit qu'une légère diminution: $\Omega_{I_{*\,\mathrm{ind}}=-1}/\Omega_{I_{*\,\mathrm{ind}}=0} = 1 - R_{*\,\mathrm{ind}} \approx 0{,}9$ à $0{,}97$.

Les moteurs à excitation en dérivation ou à excitation composée soustractive ($c_{\mathrm{ind}} \leqslant c_{\mathrm{ind}\,\Omega}$) possèdent des caractéristiques ascendantes qui n'assurent pas un fonctionnement stable.

E x e m p l e 64-11. Soit un moteur à excitation composée caractérisé par les données suivantes: $U_n = 500$ V; $I_{\mathrm{ind.n}} = 1000$ A; $I_{\mathrm{exc.b}} = 28{,}7$ A; $F_{qdn} = 1000$ A; $w_{\mathrm{exc}} = 349$; $R_{\mathrm{ind}} = 0{,}015\ \Omega$; $a_E = -0{,}2464$ V/A²; $b_E = 22$ V/A; $c_E = 71{,}8$ V. Construire les caractéristiques mécaniques en unités relatives de ce moteur pour $U = 506{,}5$ V; $I_{\mathrm{exc}} = 29{,}5$ A et différents nombres de spires dans l'enroulement série; $w_s = 1$ (branché à flux soustractif) et 0, 1, 3, 7, 11 (branché à flux additif).

Le calcul d'après (64-83) donne: $a_{*E} = -0{,}2464 \cdot 28{,}7^2/500 = -0{,}405$; $b_{*E} = 22 \cdot 28{,}7/500 = 1{,}26$; $c_{*E} = 71{,}8/500 = 0{,}1436$; les autres grandeurs en unités relatives: $U_* = 506{,}5/500 = 1{,}013$; $I_{*\,\mathrm{exc}} = 29{,}5/28{,}7 = 1{,}03$; $R_{*\,\mathrm{ind}} = 0{,}015 \cdot 1000/500 = 0{,}03$; $c_{*0} = E_{*\mathrm{exc.}\,0} = -0{,}405 \cdot 1{,}03^2 + 1{,}26 \cdot 1{,}03 + 0{,}1436 = 1{,}013$; les valeurs des coefficients $c_{*\,\mathrm{ind}}$, a_{*0} et b_{*0} qui dépendent du nombre de spires de l'enroulement série sont rassemblées dans le tableau ci-dessous.

w_s	1 (soustractif)	0		1	3	7	11
$c_{*\mathrm{ind}}$	—0,2	—0,1	—0,0626	0	0,2	0,6	1,0
a_{*0}	—0,016	—0,00405	—0,00159	0	—0,016	—0,146	—0,405
b_{*0}	—0,0854	—0,0427	—0,0267	0	0,0854	0,256	0,427
Courbe de la fig. 64-42	*1*	*2*	*2*	*4*	*5*	*6*	*7*

[1]) La rigidité de la caractéristique est caractérisée par la variation relative de la vitesse angulaire lorsqu'on passe de la marche à vide à la marche à charge nominale pour I_{exc} = constant et U = constante :

$$(\Omega_{(I_{\mathrm{ind}*}=0)} - \Omega_{(I_{*\mathrm{ind}}=1)})/\Omega_{(I_{*\mathrm{ind}}=0)}.$$

La vitesse angulaire en marche à vide est $\Omega_{*(I_{\text{ind}}=0)} = \frac{1{,}013}{1{,}013} = 1{,}0$. Les caractéristiques de couple $I_{*\text{ind}} = f(M_*)$ construites à l'aide de (64-81) et les caractéristiques mécaniques $\Omega_* = f(M_*)$ construites à l'aide de (64-81) et (64-82) sont représentées à la figure 64-42. On y a fait figurer également les caractéristiques pour $c_{*\ \text{ind}.\Omega} = -0{,}0626$ calculé au moyen de (64-84).

2. Réglage de la vitesse de rotation. — Le réglage de la vitesse angulaire du moteur de ce type est obtenu en faisant varier le courant d'excitation I_{exc} ou la tension d'alimentation U de l'induit. Le procédé le plus simple consiste à modifier le courant d'excitation: on le diminue au moyen du rhéostat R_r (v. fig. 64-41, *a*) $I_{\text{exc}} = U/(R_{\text{exc}} + R_r)$. Il en résulte une diminution du flux magnétique $\Phi = f(I_{\text{exc}})$ et de la f.é.m. E_0 définie par (64-77) et proportionnelle au flux, ce qui conduit pour U = constante à une augmentation de la vitesse angulaire Ω [v. (64-76), (64-78), (64-80)]. La vitesse angulaire à vide est définie en fonction de I_{exc} par la relation (64-82):

$$\Omega_{*(I_{\text{ind}}=0)} = \frac{\Omega}{\Omega_n} = U_*/E_{*\text{exc.}\,0} = U_*/(a_{*E} I^2_{*\text{exc}} + b_{*E} I_{*\text{exc}} + c_{*E}),$$

où $I_{*\ \text{exc}} = I_{\text{exc}}/I_{\text{exc. b}}$. En charge, lorsque les valeurs de U, M et I_{exc} sont données, la vitesse angulaire se détermine par le point d'intersection de la ligne de M = constant et de la caractéristique mécanique construite d'après (64-81) et (64-82) à valeurs données de U = constante et I_{exc} = constant.

Le moteur doit être étudié et conçu de manière que son fonctionnement soit stable à toutes les vitesses angulaires comprises entre les limites de réglage données. Il est à noter que lorsque le courant I_{exc} diminue, on observe une certaine augmentation de la f.m.m. F_{qdn} [1]) qui s'accompagne d'une diminution du coefficient $c_{*\ \text{ind}}$ (v. (64-83)) et d'une augmentation de l'angle d'inclinaison de la caractéristique mécanique

$$\left(\frac{d\Omega_*}{dM_*}\right)_{(I_{*\text{ind}}=0)} = \frac{-R_{*\text{ind}} E_{*\text{exc}} - U_*(b_{*E} + 2a_{*E} I_{*\text{exc}}) c_{*\text{ind}}}{E^3_{*\text{exc}}}. \qquad (64\text{-}85)$$

C'est pourquoi, lorsque le courant d'excitation diminue, la rigidité des caractéristiques mécaniques peut croître et la caractéristique mécanique tombante à $I_{\text{exc}} = I_{\text{exc. n}}$ (courbe *2* de la figure 64-43) peut se transformer, par exemple à $\Omega \approx 1{,}5$, dans la caractéristique ascendante *4* qui n'assure pas la stabilité de la marche. Pour éviter une telle situation, il faut augmenter le nombre de spires w_s de l'enroulement série de façon qu'à toutes les vitesses angulaires requises la f.m.m. F_{qd} soit compensée et la condition $c_{*\ \text{ind}} > 0$ soit réalisée.

---

[1]) Remarquons que pour chaque courant d'excitation dont la valeur diffère notablement de celle de base, la f.m.m. F_{qdn} doit se calculer séparément comme il est indiqué au § 64-9.

Par exemple, si dans un moteur qui possédait les caractéristiques *2* et *4* ($c_{*\,\text{ind}}$ égale respectivement à 0 et —0,05) pour $w_s = 1$ et $U = U_h$, on prend $w_s = 2$, ses caractéristiques prendront les positions *1* et *3* ($c_{*\,\text{ind}}$ égal respectivement à 0,05 et 0), si bien que son fonctionnement sera stable dans la gamme de vitesses variant dans le rapport de 1 à 1,5.

Le procédé de réglage que nous venons de décrire est utilisé pour obtenir des vitesses supérieures à la valeur nominale. La plage de réglage est limitée par les conditions de commutation.

Des vitesses inférieures à la vitesse nominale sont obtenues par diminution de la tension d'alimentation U de l'induit. Comme il découle de (64-82), la vitesse angulaire à vide est proportionnelle à la tension $\Omega_* = U_*/E_{\text{exc. 0}*}$ (dans ce cas $I_{*\,\text{exc}} =$ = constant). En charge, la vitesse angulaire se détermine par le point d'intersection de la ligne de M = constant et de la caractéristique mécanique construite selon (64-81) et (64-82) pour des valeurs données de U_* = constante et $I_{*\text{exc}}$ = = constant. Dans la figure 64-43, les courbes *1*, *5*, *6* représentent les caractéristiques mécaniques du moteur respectivement pour $U_* = 1$; 0,6 ; 0,2 et $I_{*\,\text{exc}} = I_{*\text{exc. n}}$. Comme il résulte de (64-85), lorsque la tension U_* diminue, la pente des caractéristiques augmente légèrement (devient moins négative), mais les caractéristiques restent tombantes et leur rigidité même diminue. Ainsi, la vitesse peut être réglée de la valeur nominale à zéro.

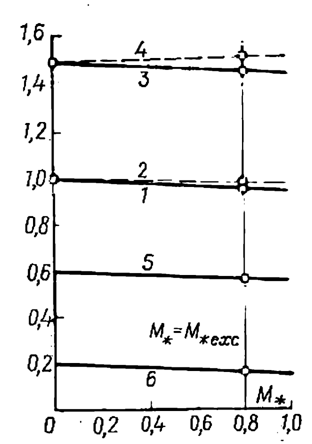


Fig. 64-43. Caractéristiques mécaniques d'un moteur à excitation composée pour différentes valeurs de U_* = = constante et $I_{*\,\text{exc}}$ = = constant.

Le rendement économique du réglage par diminution de la tension d'alimentation dépend du procédé qu'on utilise pour la baisser. Si on le fait au moyen d'un rhéostat de réglage inséré dans le circuit de l'induit, le rendement diminue proportionnellement à la tension d'alimentation de l'induit et à la vitesse angulaire $\eta_U = U/U_s = \Omega/\Omega_s$, où U, U_s sont respectivement la tension de l'induit et la tension du réseau à courant continu ; Ω, Ω_s les vitesses angulaires obtenues sous la tension de l'induit U et sous la tension du réseau U_s. Dans le cas où le moteur est alimenté depuis une source de courant continu de tension réglable (convertisseur électromécanique ou à semi-conducteurs), les pertes sont déterminées par la somme des pertes dans le moteur et dans le convertisseur et, bien que le rendement diminue lorsque la vitesse angulaire diminue, il reste à toutes les vitesses angulaires sensiblement plus élevé que le rendement obtenu avec un rhéostat dans le circuit de l'induit.

Le champ magnétique n'est engendré que par le courant d'induit (v. fig. 64-41, *b*). Lorsque la charge et le courant d'induit augmentent, le flux magnétique croît, de sorte que la vitesse angulaire, dont la valeur est inversement proportionnelle au flux, subit une diminution considérable [v. (64-76)]. Un tel moteur est surtout utilisé en traction et pour la commande des engins de levage. Grâce à sa caractéristique série ce moteur diminue automatiquement la vitesse de rotation lorsque le couple augmente (par exemple, quand on gravit une pente) et augmente la vitesse lorsque le couple diminue (mouvement sur un terrain plat).

1. Caractéristiques. — Les caractéristiques de couple, électromécanique et mécanique du moteur se décrivent en unités relatives par les équations (64-81) et (64-82) obtenues pour le moteur à excitation composée. Pour calculer les coefficients qui entrent dans ces équations il faut :

1) Considérer comme nul le courant dans l'enroulement d'excitation dérivation $I_{exc} = 0$.

2) Prendre pour courant de base dans l'enroulement série $I_{s.b}$ et f.m.m. de base de l'enroulement série $w_s I_{s.b}$ leurs valeurs telles que la f.é.m. induite en marche à vide pour $\Omega = \Omega_n$ soit $E = U_n$.

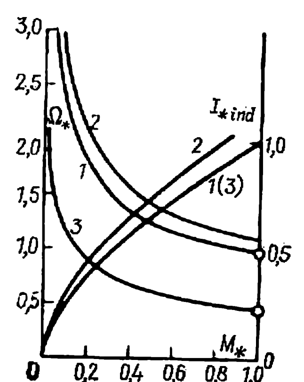


Fig. 64-44. Caractéristiques mécaniques et caractéristiques de couple d'un moteur à excitation en série :

1, pour $U_* = 1$; $c_{sh} = R_{sh}/(R_{sh} + R_d) = 1$; *2*, pour $U_* = 1$; $c_{sh} = 0{,}725$; *3*, pour $U_* = 0{,}5$; $c_{sh} = 1$.

En tenant compte du fait qu'une fraction du courant d'induit se dérive vers la résistance R_{sh} (fig. 64-41, *b*), calculons la f.m.m. résultante suivant l'axe longitudinal

$$F_0 = F_s - F_{qd} = w_s I_{ind} R_{sh}/(R_s + R_{sh}) - F_{qd}$$

et exprimons-la en unités relatives

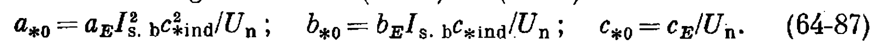
$$F_{*0} = F_0/(w_s I_{s.b}) = c_{*ind}\, I_{*ind}, \quad (64\text{-}86)$$

où

$$c_{*ind} = \frac{F_{0n}}{w_s I_{s.b}} = \frac{R_{sh} I_{ind.n}}{(R_{sh} + R_s) I_{s.b}} - \frac{F_{qdn}}{w_s I_{s.b}}$$

est la f.m.m. résultante produite par le courant nominal dans l'induit et exprimée en fractions de la f. m.m. de base de l'enroulement série.

En approximant la caractéristique à vide $E = f(I_s)$ à $\Omega = \Omega_n$ par la parabole $E = a_E I_s^2 + b_E I_s + c_E$ et en posant le courant dans l'enroulement dérivation $I_{exc} = 0$, on obtient à l'aide de (64-83) les formules suivantes pour les coefficients figurant dans (64-81) et (64-82) :



$$a_{*0} = a_E I_{s.b}^2 c_{*ind}^2/U_n\,; \quad b_{*0} = b_E I_{s.b} c_{*ind}/U_n\,; \quad c_{*0} = c_E/U_n. \quad (64\text{-}87)$$

La figure 64-44 montre une famille de caractéristiques mécaniques du moteur à excitation série construites suivant les relations (64-81)

et (64-82) dans l'exemple 64-12. Les valeurs de $R_{*\,\text{ind}}$ et des coefficients $a_{*\,0}$, $b_{*\,0}$, c_{*0} sont les mêmes pour toutes les caractéristiques, de sorte que la différence entre elles ne tient qu'à la variation de U_* et $c_{*\,\text{ind}}$ (variation de la résistance R_{sh}).

Dans tous les cas, les caractéristiques obtenues sont douces (série). Lorsque $M = 0$, la vitesse angulaire croît (théoriquement) jusqu'à l'infini. Par suite, *pour éviter sa destruction par les forces centrifuges, le moteur à excitation série ne doit pas tourner sans charge, c'est-à-dire pour* $M = 0$. Outre ces caractéristiques, on voit sur cette même figure les caractéristiques de couple $I_{*\,\text{ind}} = f(M_*)$ construites pour différents $c_{*\,\text{ind}}$ et U_*.

E x e m p l e 64-12. Soit un moteur à excitation série ayant les paramètres suivants: $U_{\text{n}} = 500$ V; $I_{\text{ind.n}} = 1000$ A; $w_{\text{s}} = 11$; $F_{\text{s.b}} = 910$ A; $F_{qdn} = 980$ A; $R_{\text{ind}} = 0{,}015\ \Omega$; $a_E = -0{,}000244\ \text{V}\cdot\text{A}^{-2}$; $b_E = 0{,}692$ V/A; $c_E = 71{,}8$ V. Construire les caractéristiques mécaniques en unités relatives pour $U = 500$ V, $c_{\text{sh}} = R_{\text{sh}}/(R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}) = 1$; $U = 250$ V, et $c_{\text{sh}} = 1$; $U = 500$ V et $c_{\text{sh}} = 0{,}725$.

D'après (64-80), pour $c_{\text{sh}} = 1$ on trouve $c_{*\,\text{ind}} = 1000/910 - 980/(910\cdot 11) = 1{,}0$; $a_{*0} = -0{,}000244\cdot 910^2\cdot 1^2/500 = -0{,}405$; $b_{*0} = 0{,}692\cdot 910\cdot 1/500 = 1{,}26$; $c_{*0} = 71{,}8/500 = 0{,}143$; pour $c_{\text{sh}} = 0{,}725$ on trouve $a_{*0} = -0{,}000244\cdot 910^2\cdot 0{,}7^2/500 = -0{,}198$; $c_{*\,\text{ind}} = 1000\cdot 0{,}725/910 - 980/(910\cdot 11) = 0{,}7$; $b_{*0} = 0{,}692\cdot 910\cdot 0{,}7/500 = 0{,}882$; $c_{*0} = 0{,}143$.

Les caractéristiques $\Omega_* = f(M_*)$ et $I_{*\,\text{ind}} = f(M_*)$ construites à l'aide de (64-81) et (64-82) pour ces valeurs des coefficients sont représentées à la figure 64-44.

2. Réglage de la vitesse de rotation. — Dans les moteurs de ce type, le réglage de la vitesse angulaire est obtenu par l'action sur le courant traversant l'enroulement série I_{s} ou sur la tension d'alimentation de l'induit U. Pour réduire le courant dans l'enroulement série, on dérive une fraction du courant d'induit vers la résistance R_{sh} du shunt (v. fig. 64-41, *b*):

$$I_{\text{s}} = \frac{R_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}} I_{\text{ind}}.$$

Vu que les coefficients $c_{*\,\text{ind}}$, $a_{*\,0}$, $b_{*\,0}$ s'en trouvent diminués (v. (64-86), (64-87)), il en résulte une diminution du flux Φ et de la f.é.m. $E_{*\,0} = a_{*\,0} I^2_{*\,\text{ind}} + b_{*\,0} I_{*\,\text{ind}} + c_{*\,0}$ qui lui est proportionnelle et donc à une augmentation de la vitesse angulaire Ω_*. La caractéristique mécanique *2* [pour $R_{\text{sh}}/(R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}) = 0{,}75$; $U = U_{\text{n}}$] se situe plus haut que la caractéristique *1* [pour $R_{\text{sh}}/(R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}) = 1$; $U = U_{\text{n}}$]. La plage de réglage de la vitesse angulaire par shuntage de l'enroulement série est limitée par les conditions de commutation.

Pour diminuer la vitesse angulaire du moteur, on réduit la tension d'alimentation de l'induit U. La caractéristique mécanique *3* pour $R_{\text{sh}}/(R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}) = 1$; $U_* = 0{,}5$ se situe au-dessous de la caractéristique *1* pour $R_{\text{sh}}/(R_{\text{sh}} + R_{\text{s}}) = 1$; $U_* = 1$. Par réduction de la tension d'alimentation on peut obtenir toutes les vitesses angulaires comprises entre la vitesse nominale et zéro. Quant aux qualités économiques de ce procédé de réglage, on peut répéter tout ce qui a été dit plus haut à l'occasion du moteur à excitation composée.

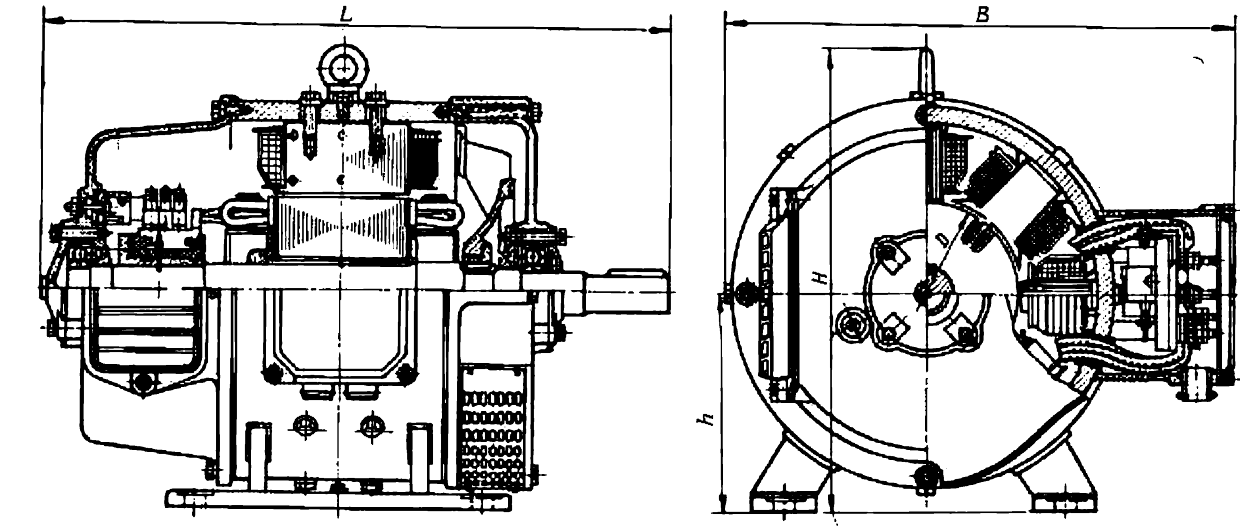


Fig. 64-45. Moteur à courant continu П62 de 14 kW, 220 V, 1500 tr/mn.

§ 64-14. Caractéristiques techniques des machines à courant continu

En Union Soviétique, on construit les machines à courant continu de tous les types nécessaires à l'économie nationale. Sauf les grosses machines de puissance limite (surtout les dynamos et les moteurs destinés à la commande des laminoirs, bloomings et slabbings), les machines à courant continu sont fabriquées en U.R.S.S. en série. La série principale de machines d'usage industriel général est actuellement la série unique П qui couvre toutes les gammes nécessaires de puissances et de vitesses de rotation. En plus de cette série, on construit encore certaines séries spécialisées de machines à courant continu: de traction, pour commande de grues en métallurgie, de navire, pour commande des systèmes auxiliaires à bord des véhicules automobiles, des tracteurs et des avions, pour les systèmes de régulation automatique, etc.

La série unique П comprend deux types de machines électriques: d'usage industriel général (fig. 64-45) et d'usage spécialisé.

Les moteurs électriques d'usage général permettent le réglage de la vitesse de rotation par affaiblissement du champ des pôles principaux dans le rapport de 1 à 2 au maximum. Ils sont à excitation dérivation et comportent un enroulement de stabilisation. Ce sont des moteurs du type semi-protégé à caractéristique mécanique shunt.

Les moteurs électriques d'usage spécialisé sont des machines fermées. Ils se distinguent par des caractéristiques mécaniques très variées, par une large plage de réglage de la vitesse de rotation qui est obtenu non seulement par l'affaiblissement du champ des pôles principaux mais également par l'action sur la tension d'alimentation de l'induit.

Les dynamos d'usage industriel général sont à excitation dérivation ou composée à caractéristique externe shunt. Elles sont utilisées pour l'alimentation des moteurs à courant continu et des circuits de commande et comme excitatrices des grosses machines à courant continu.

Les dynamos d'usage spécial sont destinées à la charge des batteries d'accumulateurs, à l'alimentation des gros moteurs à courant continu, etc.

Les machines de la série unique П se répartissent en trois groupes:

machines d'une puissance de 0,3 à 200 kW (tailles 1 à 11);

machines d'une puissance de 200 à 1400 kW (tailles 12 à 17);

machines d'une puissance supérieure à 1400 kW (tailles 18 à 26).

La partie de la série de machines ayant les tailles 1 à 11 comprend les moteurs et les dynamos d'usage général et ceux d'usage spécialisé.

Les caractéristiques techniques de certaines machines d'usage général du type semi-protégé, comprises dans cette partie de la série, sont indiquées dans le tableau 64-1.

Les machines sont protégées contre les projections d'eau latérales et comportent un système de ventilation propre (fig. 64-45); quant aux moteurs, ils sont aussi construits en exécution fermée (v. § 33-2).

Les tensions nominales sont 110, 220 et 440 V pour les moteurs et 115, 230, 460 V pour les dynamos d'usage général.

La partie de la série de machines de taille 12 à 17 comprend les machines d'exécution principale d'une puissance s'échelonnant de 55 kW pour 300 tr/mn à 1400 kW pour 1000 tr/mn. Les moteurs compris dans cette partie de la série sont destinés à la commande des mécanismes principaux et auxiliaires des trains de laminoirs, des grosses machines-outils et d'autres mécanismes.

Tous les moteurs électriques sont compensés. Les génératrices peuvent être compensées ou non. Les moteurs et les génératrices sont construits en version fermée ou protégée et les génératrices aussi en version ouverte. Les moteurs électriques ont les tensions nominales 220, 330, 440 et 660 V et les vitesses nominales de rotation 300, 400, 500 tr/mn. Les génératrices ont les tensions nominales 230, 330, 460, 660 V et la vitesse nominale de rotation 1000 tr/mn.

La partie de la série de machines de taille 18 à 22 comprend les machines d'exécution principale d'une puissance s'échelonnant de 460 kW pour 24 tr/mn à 5400 kW pour des vitesses de rotation jusqu'à 750 tr/mn ainsi que des modifications des moteurs à simple et à double induit destinés à la commande de méca-

Caractéristiques techniques des moteurs (1500 tr/mn) et des génératrices à courant continu (1450 tr/mn) de la série unique П de tailles 1 à 11

Type et cotes	Moteurs		Dynamos		Dimensions (fig. 64-45), mm					J, kg·m²	Masse, kg
	P_n, kW	Rendement, %	P_n, kW	Rendement, %	B	L	H	h	D		
12	0,45	70,0	—	—	348	397	210	112	83	0,0037	23,5
22	1,0	76,5	—	—	447	458	310	140	106	0,013	44,0
32	2,2	83,5	—	—	493	541	336	150	120	0,29	67,5
42	4,5	80,5	—	—	537	569	355	160	138	0,45	80
52	8,0	84,5	—	—	620	639	400	180	162	0,1	124
62	14	86,5	—	—	694	662	484	225	195	0,16	187
72	25	85,5	—	—	882	847	540	250	210	0,4	330
82	42	88,0	35	87,5	975	892	600	280	245	0,775	435
92	75	89,0	70	89,0	990	1187	694	315	294	1,75	705
102	125	90,0	110	90,5	1095	1304	783	355	327	3,0	985
112	200	91,0	190	92,5	1200	1447	884	400	368	5,75	1370

N o t e s. 1. Les désignations adoptées dans le tableau : P_n, la puissance nominale (pour une dynamo c'est la puissance électrique fournie au réseau ; pour un moteur c'est la puissance mécanique sur l'arbre) ; J, le moment d'inertie ; B, L, H, la largeur, la longueur et la hauteur de la machine ; h, la hauteur d'axe de rotation ; D, le diamètre extérieur de l'induit.

2. Pour chaque taille on n'indique que les caractéristiques des machines de deuxième longueur.

nismes en métallurgie. Ces machines sont construites en version fermée et comportent un système de ventilation forcée assurée par un ventilateur électrique séparé.

CHAPITRE 65

MACHINES SPÉCIALES À COURANT CONTINU

§ 65-1. Machines à courant continu à aimants permanents

Ce sont des machines dans lesquelles le champ magnétique est obtenu au moyen d'aimants permanents. Elles ne diffèrent des machines à excitation électromagnétique que par la constitution du circuit magnétique. La figure 65-1 montre les versions possibles des circuits magnétiques de ces machines (sans enroulements d'excitation). Les versions selon les figures 65-1, *a* et *b* à disposition radiale des aimants conviennent pour les machines multipolaires lorsque $2p \geqslant 4$. La longueur des aimants le long des lignes du champ étant petite, l'effet démagnétisant de la f.m.m. d'induit est dans cette version bien important. Pour l'affaiblir, on doit faire les aimants en un matériau à force coercitive élevée (aimants à ferrites de baryum) et les munir d'épanouissements polaires en matériau magnétiquement doux (fig. 65-1, *a*). La version de la figure 65-1, *c* convient surtout pour les machines à $2p = 2$ lorsque les aimants disposés dans le sens tangentiel présentent une grande longueur dans la direction d'aimantation. Dans ce cas on peut utiliser des matériaux magnétiques à force coercitive relativement faible mais à grande énergie spécifique (alni, alnico, magnico). La même remarque s'applique à la version représentée à la figure 65-1, *d*, dans laquelle le circuit magnétique est constitué par un anneau en matériau magnétiquement dur convenablement aimanté. L'avantage de cette version est la simplicité de construction. Son défaut réside en une commutation moins bonne par suite du faible entrefer suivant l'axe transversal et en une augmentation du champ de l'induit. Pour la fabrication des aimants permanents on utilise les mêmes matériaux que pour les aimants permanents des machines synchrones (v. § 63-6).

Les pôles auxiliaires dont l'excitation ne doit être en principe qu'électromagnétique ne s'emploient pas dans les machines à aimants permanents.

Les moteurs à aimants permanents d'une puissance de quelques watts à plusieurs centaines de watts sont utilisés pour des actionnements de petite puissance à bord des véhicules automobiles et des avions ainsi que dans les divers automatismes. Ces moteurs sont le

plus souvent à service temporaire ou intermittent périodique. Leurs démarrages et inversions du sens de marche s'effectuent sans emploi de rhéostats dans le circuit de l'induit. Le réglage de la vitesse de rotation des moteurs est obtenu par l'action sur la tension d'alimentation de l'induit, mais on utilise également le mode de réglage par impulsions. Dans ce dernier cas, un relais commandé par une génératrice tachymétrique court-circuite périodiquement une résistance additionnelle prévue dans le circuit de l'induit. Dans des moteurs plus puissants on utilise une *excitation combinée*. Dans ce cas le moteur est muni d'un enroulement d'excitation dont la f.m.m. est suffisante pour le réglage du champ magnétique dans les limites données.

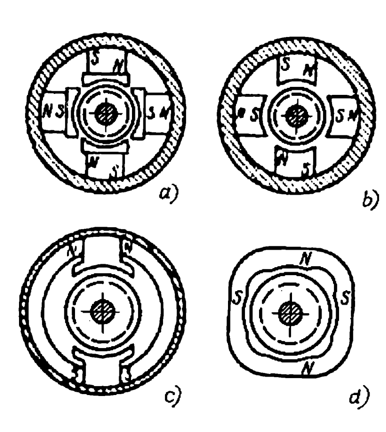


Fig. 65-1. Inducteurs des machines à courant continu à aimants permanents.

a, aimants radiaux à épanouissements polaires; *b*, idem sans épanouissements polaires; *c*, aimants tangentiels; *d*, aimants annulaires.

Les génératrices à courant continu excitées par des aimants permanents sont relativement moins répandues que les alternateurs synchrones analogues. Elles trouvent leur application pour la stabilisation des systèmes de régulation automatique en qualité de transmetteurs de vitesse de rotation (génératrice tachymétrique), etc.

Pour la stabilisation de la tension des génératrices fonctionnant à charge variable, on utilise des systèmes d'excitation combinée. On donne à la f.m.m. de l'enroulement d'excitation une valeur suffisante pour compenser la chute de tension dans le circuit de l'induit d'une part et l'influence de la f.m.m. de l'induit d'autre part.

Dans les convertisseurs tournants à double induit, la tension de la dynamo à aimants permanents est stabilisée par réglage automatique de la vitesse de rotation du moteur.

Lors du calcul et l'établissement du projet des machines à courant continu à aimants permanents on doit tenir compte de la façon particulière dont se manifeste la f.m.m. de l'induit dont l'effet démagnétisant est moins marqué que dans les machines synchrones à aimants permanents mais est néanmoins assez important [59]. Grâce à l'absence d'enroulement d'excitation et donc de pertes dans cet enroulement, les machines à aimants permanents présentent par rapport aux machines à excitation électromagnétique les avantages suivants: un rendement plus élevé, des conditions de refroidissement plus faciles, un encombrement, une masse et un coût (pour une petite puissance) moins grands; une excitation plus stable (le flux des aimants permanents ne dépend ni de la vitesse de rotation, ni de la tension d'alimentation de l'induit, ni de la température). A ces avantages il con-

... pourtant d'opposer certains inconvénients : a) la vitesse de rotation des moteurs et la tension des génératrices ne peuvent pas être réglées par l'action sur le champ d'excitation ; b) pour une puissance supérieure à quelques centaines de watts, ces machines cèdent aux machines à excitation électromagnétique en encombrement, en masse et en coût ; c) les matériaux entrant dans la composition des alliages utilisés pour la fabrication des aimants permanents sont rares et bien onéreux ; d) la technologie de fabrication et de magnétisation des aimants permanents est très complexe.

§ 65-2. Dynamos à excitation combinée longitudinale (à trois enroulements d'excitation)

Ce type de génératrice a été imaginé par l'ingénieur Krämer. Il ne diffère de la dynamo ordinaire à excitation composée qu'en ce que ses pôles portent en plus des enroulements dérivation et série encore un enroulement d'excitation indépendante et que l'enroulement série est connecté à flux soustractifs par rapport aux deux autres enroulements (v. fig. 64-30).

Grâce à l'effet démagnétisant de l'enroulement série la génératrice considérée possède une caractéristique externe très tombante : le courant d'induit I a une valeur voisine de celle du courant de court-circuit dans de larges limites de variation de la tension U (fig. 65-2). Les dynamos de soudage électrique, par exemple, doivent posséder de telles caractéristiques externes puisque dans ce cas le courant dans l'arc dépend très peu de sa longueur (c'est-à-dire de la distance entre l'électrode et la pièce à souder) et même lors de court-circuit (contact entre l'électrode et la pièce à souder) croît faiblement. Les dynamos destinées à l'alimentation des moteurs qui peuvent s'arrêter complètement lors du fonctionnement, par exemple les moteurs d'excavateurs, doivent posséder elles aussi une caractéristique brusquement tombante. Une telle caractéristique évite la destruction du mécanisme en cas du coincement des organes d'exécution, étant donné que même à l'arrêt complet du moteur (c'est-à-dire de son court-circuit) le courant dans l'induit et donc le couple moteur seront limités. Le même but sera atteint lorsque de telles génératrices sont utilisées à bord des locomotives pour l'alimentation des moteurs de traction. La caractéristique externe de la génératrice peut être modifiée dans certaines limites (courbes *1* à *3* de la figure 65-2) par l'action sur les résistances intercalées dans les circuits des enroulements dérivation et indépendant ainsi que par le shuntage de l'enroulement série.

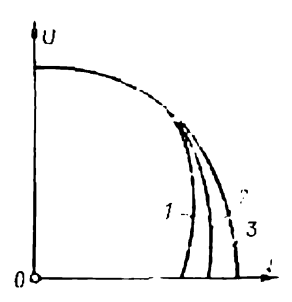


Fig. 65-2. Caractéristiques externes d'une dynamo à excitation combinée longitudinale.

§ 65-3. Dynamo à double inducteur (à pôles entaillés)

Les dynamos à double inducteur que l'on appelle parfois dynamos « à pôles entaillés » sont utilisées pour le soudage à l'arc. Les armatures magnétiques des pôles d'une telle dynamo (fig. 65-3) sont divisées en deux parties (le pôle N est constitué par les noyaux N_1 et N_2 et le pôle S par les noyaux S_1 et S_2). La largeur des noyaux N_1, S_1 est plus grande que celle des noyaux N_2, S_2. La génératrice comporte deux enroulements d'excitation : l'enroulement *1* dont les bobines entourent les pôles larges N_1 et S_1 et l'enroulement *2* dont les bobines enveloppent les pôles étroits N_2 et S_2. Les deux enroulements sont

connectés en parallèle sur l'un des balais principaux B et sur un balai auxiliaire b placé sur le collecteur entre les balais principaux A et B. Dans le circuit de l'enroulement 1 est inséré un rhéostat de réglage R_r. Le sens de rotation de l'induit est choisi de façon telle que la composante F_2 de la f.m.m. de l'induit renforce le champ des pôles N_2 et S_2, alors que la composante F_1 de la f.m.m. de l'induit affaiblisse le champ des pôles N_1 et S_1. Dans ces conditions, le flux magnétique total des pôles de même nom $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ diminue lorsque le courant I_1 augmente parce que l'affaiblissement du flux Φ_1 des pôles non saturés N_1 et S_1 est plus important qu'une faible augmentation du flux Φ_2 des pôles N_2 et S_2, limitée du fait de la saturation. Pourtant la tension entre les balais B et b, dont la valeur est proportionnelle au flux presque constant Φ_2, varie dans ce cas très peu, ce qui laisse pratiquement inchangés les courants d'excitation I_{exc1} et I_{exc2} et empêche une désexcitation excessive de la dynamo. Grâce à un tel mode d'excitation, la tension fournie par la dynamo diminue brusquement lorsque le courant augmente, de sorte que même en cas de court-circuit le courant ne prend pas une valeur excessive. Une telle caractéristique externe « tombante » rend la dynamo utilisable pour le soudage à l'arc. La pente de la caractéristique est réglée au moyen de la résistance R_r (lorsqu'on augmente cette résistance, la tension à vide et le courant de court-circuit diminuent). Pour améliorer la commutation, la dynamo peut être munie de pôles auxiliaires disposés entre les pôles principaux de noms contraires.

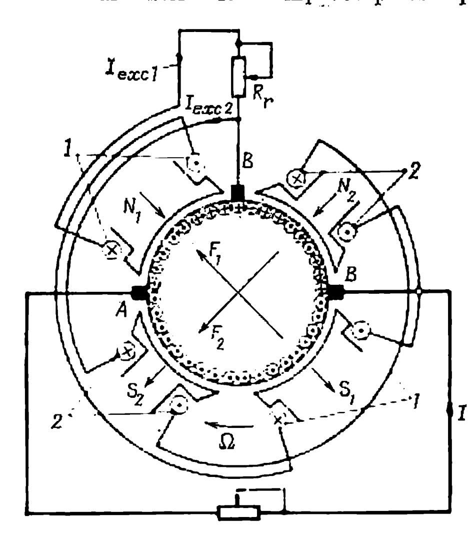


Fig. 65-3. Dynamo de soudage à double inducteur.

En Union Soviétique, les dynamos de ce type sont construites pour le soudage électrique par la série ПС pour une tension nominale de 35 V et un courant jusqu'à 500 A.

§ 65-4. Dynamo à excitation transversale (à flux croisés)

A la différence de la dynamo classique, la dynamo à excitation transversale ou à flux croisés, proposée par l'ingénieur allemand Rosenberg, porte deux paires de balais décalés de $^1/_2$ pas polaire : les balais longitudinaux d-d reliés à la charge et les balais transversaux q-q mis en court-circuit (fig. 65-4). La largeur et la hauteur des épanouissements polaires sont augmentées pour renforcer le flux magnétique transversal d'excitation Φ_q. Au milieu des épanouissements polaires sont pratiquées des découpures pour assurer un affaiblissement local du champ longitudinal dans la zone de commutation du courant I_d.

Actuellement, les dynamos à flux croisés sont surtout utilisées pour l'alimentation en énergie électrique des voitures de chemin de fer. Dans ce cas, une batterie d'accumulateurs est montée en parallèle avec la dynamo. L'enroulement d'excitation de la dynamo est connectée à cette batterie. Pendant les arrêts et lorsque la vitesse du train est peu élevée, la tension développée par la dynamo est inférieure à celle de la batterie ($U_d < U_b$), la dynamo est débranchée de la batterie par un relais spécial, de sorte que la charge extérieure R_{ch} est alimentée par le courant I_{ch} à partir de la batterie. A ce régime, le courant d'excitation I_{exc} = constant engendre un flux longitudinal $\Phi_d = \Lambda_d F_{exc}$. Dans le circuit

des balais q-q reliés entre eux, il est induit une f.é.m. $E_q = c_0\Omega\Phi_d$ et il apparaît un courant transversal, une f.m.m. et un flux dont les valeurs sont proportionnelles à F_{exc} et à la vitesse de rotation:

$$I_q = E_q/R_{\text{ind}}; \quad F_q = k_1 I_q; \quad \Phi_q = \Lambda_q F_q = \Lambda_q k_1 \Lambda_d c_0 \Omega F_{\text{exc}}/R_{\text{ind}}.$$

Entre les balais d-d, dont le circuit est ouvert, il est induit une f.é.m.

$$E_d = c_0\Omega\Phi_q = k_3\Omega^2 F_{\text{exc}}/R_{\text{ind}},$$

où $k_3 = c_0^2\Lambda_d\Lambda_q k_1$.

Le courant I_q et la tension $U_d = E_d$ augmentent avec la vitesse angulaire comme il est indiqué à la figure 65-5. Pour une vitesse Ω_1, lorsque $U_d = U_b$, la dynamo est branchée en parallèle avec la batterie. Lorsque la vitesse de

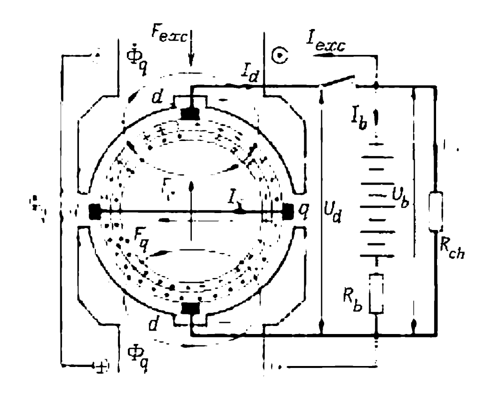


Fig. 65-4. Dynamo à excitation transversale.

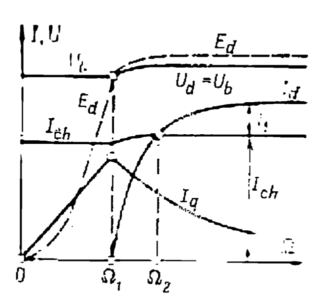


Fig. 65-5. Caractéristiques d'une dynamo à champ transversal fonctionnant en parallèle avec une batterie d'accumulateurs.

rotation augmente encore, la f.é.m. E_d devient supérieure à la tension U_b de la batterie et le circuit des balais d-d est parcouru par un courant $I_d = (E_d - U_b)/R_{\text{ind}}$. Le plus simple, pour suivre les variations de ce courant, est de poser la résistance interne de la batterie $R_b = 0$ et $U_b = E_b =$ constante. Ce faisant, il faut tenir compte de l'effet démagnétisant du courant I_d dont la f.m.m. $E_d = k_2 I_d$ (fig. 65-5) est toujours opposée à la f.m.m. F_{exc} quel que soit le sens de rotation. Ceci conduit à une diminution du flux longitudinal $\Phi_d = \Lambda_d (F_{\text{exc}} - F_d)$ et entrave l'augmentation des f.é.m. transversale et longitudinale avec la croissance de la vitesse angulaire

$$E_q = c_0\Lambda_d\Omega\,(F_{\text{exc}} - k_2 I_d); \quad E_d = k_3\Omega^2\,(F_{\text{exc}} - k_2 I_d)/R_{\text{ind}}.$$

En introduisant la f.é.m. E_q dans l'équation du courant I_d, il n'est pas difficile d'obtenir une relation qui exprime la variation de ce courant en fonction de la vitesse angulaire

$$I_d = (E_{d\,\text{exc}} - U_b)\,(R_{\text{ind}} + k_2 k_3 \Omega^2/R_{\text{ind}})^{-1},$$

où $E_{d\,\text{exc}} = k_3\Omega^2 F_{\text{exc}}/R_{\text{ind}}$ est la f.é.m. longitudinale due au courant d'excitation I_{exc}, et de s'assurer que le courant I_d tend vers une limite déterminée

$$\underset{(\Omega\to\infty)}{I_{d\infty}} = F_{\text{exc}}/k_2.$$

Il est facile de vérifier que la f.m.m. produite par le courant limite $F_{d\infty} = I_{d\infty}k_2 = F_{\text{exc}}$ compense complètement la f.m.m. d'excitation.

Pour assurer la charge de la batterie d'accumulateurs, le courant $I_{d\,x}$ doit être un peu supérieur au courant I_b et au courant I_{ch}. Pour une vitesse angulaire

$$\Omega_1 = \sqrt{U_b R_{ind}/(F_{exc} k_3)},$$

lorsque $E_{d\ exc} = U_b$, on a $I_d = 0$. Pour une vitesse angulaire Ω_2, le courant $I_d = I_{ch}$. Dans l'intervalle de vitesses $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$, lorsque $I_d < I_{ch}$, la charge extérieure est alimentée à la fois par la dynamo et par la batterie et le courant fourni par la batterie est $I_b = I_{ch} - I_d$. Pour des vitesses angulaires $\Omega > \Omega_2$, la dynamo alimente à elle seule la charge extérieure et assure la charge de la batterie par le courant $I_b = I_d - I_{ch}$.

Les caractéristiques de la figure 65-5 sont construites en tenant compte de la résistance interne R_b de la batterie. L'influence de cette résistance se manifeste par une certaine augmentation, avec la vitesse angulaire, de la tension entre les balais *d-d*, de la tension aux bornes de la batterie $U_d = U_b = E_b + I_b R_b$ et du courant de charge $I_{ch} = U_b/R_{ch}$. On est donc conduit à majorer un peu la vitesse Ω_2 obtenue pour $R_b = 0$.

La polarité des balais *d-d* de la dynamo est indépendante du sens de rotation de l'induit. Cette propriété s'avère particulièrement précieuse dans le cas où la dynamo est utilisée pour l'alimentation des voitures de chemin de fer qui peuvent rouler dans les deux sens possibles. Mais de nos jours, les dynamos de ce type commencent à être supplantées par les génératrices à courant continu sans balais équipées de redresseurs à semi-conducteurs qui offrent une meilleure sécurité de fonctionnement.

§ 65-5. Dynamos amplificatrices

Les génératrices à courant continu peuvent être utilisées (de même que les amplificateurs des autres types: électroniques, à semi-conducteurs, magnétiques) dans les divers automatismes pour l'amplification de la puissance fournie par divers éléments de mesure (capteurs).

1. Dynamo à excitation indépendante fonctionnant en amplificateur. — Une amplification de puissance de près de 50 à 100 fois peut être obtenue à l'aide d'une génératrice à excitation indépendante entraînée par un moteur à une vitesse constante Ω=constante. A l'entrée (entre les bornes de l'enroulement d'excitation) d'un tel amplificateur on applique une puissance d'entrée (ou de commande) $P_e = I_e U_e$ et à sa sortie (aux bornes de l'enroulement d'induit) on prélève une puissance de sortie $P_s = I_s U_s$ qui est $k_a = 50$ à 100 fois la puissance d'entrée, où $k_a = P_s/P_e$ est le coefficient d'amplification. L'amplification de puissance se produit grâce à la puissance $(P_s - P_e)/\eta_a$ fournie par le moteur d'entraînement (ici η_a est le rendement de l'amplificateur).

Si le circuit magnétique de la dynamo qui est un amplificateur tournant n'est pas saturé et la tension rémanente est faible, on a k_a = constant, de sorte qu'au régime établi $P_s \sim P_e$. La rapidité de réponse, c'est-à-dire le retard que les variations de P_s présentent par rapport aux variations de U_e, dépend des constantes de temps des enroulements de l'amplificateur tournant. Elle peut être déterminée à l'aide d'une certaine constante de temps équivalente T_a qui caractérise la rapidité de réponse de l'amplificateur tout entier. Pour affaiblir l'action retardatrice des courants de Foucault qui

sont induits lors des phénomènes transitoires, le circuit magnétique de la dynamo amplificatrice est constitué par un empilage de tôles magnétiques isolées de 0,35 à 0,5 mm d'épaisseur.

2. Amplificateur tournant à deux induits. — Une plus grande amplification de puissance nettement plus grande peut être obtenue au moyen d'un amplificateur tournant à deux induits à deux étages qui est constitué par le montage en cascade de deux génératrices à courant continu. Dans cet amplificateur, le signal de commande ayant une puissance d'entrée P_e est appliqué à l'enroulement d'excitation de la première dynamo; l'induit de cette dynamo alimente l'enroulement d'excitation de la deuxième dynamo; la puissance de sortie P_s est recueillie aux bornes de l'induit de la deuxième dynamo pour être transmise à l'objet à commander. De tels amplificateurs à deux machines sont construits sous le nom de *rapidyne* par la firme « Siemens-Schuckert » (R.F.A.). Pour réduire la masse et l'encombrement, les induits des deux génératrices sont montés sur le même arbre et leurs stators logés dans une carcasse commune. Le coefficient d'amplification de la rapidyne est égal au produit des coefficients d'amplification de ses étages $k_a = k_{a1}k_{a2}$ (il peut aller jusqu'à 10 000 environ).

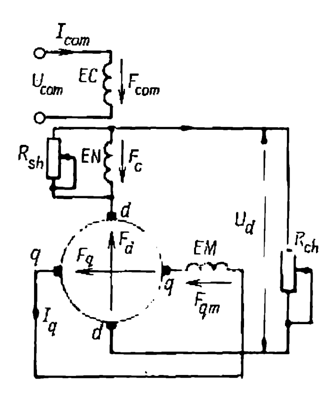


Fig. 65-6. Dynamo amplificatrice à excitation transversale.

3. Amplificateur tournant à un seul induit à excitation transversale. — Les mêmes coefficients d'amplification que dans l'amplificateur tournant à deux induits peuvent être obtenus dans un amplificateur tournant à un induit à excitation transversale (on dit aussi à flux croisés) qui a été mis au point sous le nom d'amplidyne par la société « General Electric » (Etats-Unis). Cet amplificateur est une dynamo à pôles lisses à flux croisés dont l'induit est entraîné en rotation par un moteur électrique à une vitesse Ω = constante (v. § 65-4). Le schéma de la dynamo à flux croisés est représenté par la figure 65-6. Le flux longitudinal de commande Φ_{com} est produit par le courant I_{com} qui circule dans l'enroulement de commande EC. Ce flux induit dans le circuit des balais transversaux q-q mis en court-circuit une f.é.m. $E_q = c_0\Omega\Phi_{com}$ qui fait circuler un courant I_q. En traversant l'enroulement d'induit et l'enroulement transversal magnétisant EM, ce courant développe une f.m.m. $F_q + F_{qm}$ et engendre un flux transversal $\Phi_q = \Lambda_q (F_q + F_{qm}) = k_1 I_{com}$. Le flux Φ_q induit dans le circuit de sortie des balais d-d une f.é.m. $E_d = c_0\Omega\Phi_q$. Si ce circuit est fermé sur une charge extérieure, il sera parcouru par un courant $I_s = I_d = E_d/(R_{ch} + R_{ind})$ et entre les bornes de sortie il s'établira une tension $U_d = E_d - R_{ind}I_d = U_s$. Le coefficient d'amplification de cet amplificateur $k_a = U_s I_s / U_{com} I_{com}$, où $U_{com} = I_{com} R_{com}$.

La f.m.m. longitudinale F_d produite par le courant I_d est neutralisée par la f.m.m. F_c de l'enroulement de compensation EN (v § 64-11). Grâce à l'enroulement de compensation le champ longitudinal n'est engendré dans cette machine que par le courant de commande I_{com}, alors que le courant I_d n'exerce sur ce champ aucune action démagnétisante comme dans une dynamo à champ transversal (v. § 65-4). Le réglage précis de l'enroulement de compensation pour lequel $F_c = F_d$ s'obtient au moyen de la résistance R_{sh}. On peut y arriver si l'enroulement de compensation est prévu pour une certaine surcompensation, c'est-à-dire si $F_c > F_d$ lorsque $R_{sh} = \infty$. L'enroulement magnétisant EM réduit le courant I_q nécessaire à l'obtention du flux requis Φ_q en améliorant ainsi les conditions de commutation des balais q-q (v. § 64-11). Les pôles auxiliaires ne sont prévus que dans la zone des sections commutées par les balais d-d. L'enroulement des pôles auxiliaires (non représenté sur la figure) est connecté en série avec l'enroulement de compensation EN. Pour réduire la tension rémanente et l'influence de l'hystérésis, on utilise parfois un enroulement démagnétisant bobiné autour de la culasse du stator et alimenté en courant alternatif. Cet enroulement crée un flux alternatif qui se ferme par la culasse du stator.

En U.R.S.S., les amplificateurs tournants à excitation transversale d'une puissance jusqu'à 20 kW sont construits en série. Leur coefficient d'amplification peut s'élever à 10 000. On connaît des cas où les amplificateurs tournants ont été construits pour une puissance jusqu'à 100 kW.

§ 65-6. Moteurs à induit sans encoches. Moteurs à bobinage d'induit imprimé

Dans les *moteurs à induit sans encoches* l'enroulement n'est pas logé dans les encoches d'une armature dentée comme c'est le cas pour les moteurs classiques à courant continu, mais est fixé sur une surface cylindrique lisse en matériau ferromagnétique (fig. 65-7, *a*). On a réussi à réaliser une telle construction après la mise au point des matériaux isolants (ruban de fibre de verre, résines époxy et autres) permettant de fixer solidement le bobinage sur une armature lisse. L'absence d'encoches permet d'obtenir une valeur presque double de l'induction dans l'entrefer. Le placement de l'enroulement dans l'entrefer diminue de plusieurs fois son inductance et celle de la section en commutation, ce qui permet d'obtenir une valeur acceptable d'après les conditions de commutation de la tension de réactance (v. § 64-11) pour une charge linéaire nettement plus grande de l'induit. Dans une telle machine, on peut donc diminuer sensiblement le diamètre de l'induit et obtenir non seulement une faible inductance et une constante de temps électromagnétique réduite de l'induit mais également des valeurs réduites du moment d'inertie et de la constante de temps électromécanique de l'induit. Ces propriétés du moteur à induit sans encoches s'avèrent bien précieuses

dans le cas où il est utilisé comme servomoteur à réponse rapide dans les systèmes de commande automatique.

D'un autre côté, la disposition de l'enroulement sur la surface extérieure de l'armature augmente de plusieurs fois l'entrefer non magnétique. Pour pouvoir créer dans cet intervalle non magnétique une induction deux fois plus élevée, il faut que la f.m.m. de l'enroulement d'excitation soit considérablement plus grande que dans les machines ordinaires. Le volume occupé par l'enroulement d'excitation est si grand que la masse de la machine à induit lisse est plus grande que celle de la machine à induit denté. Les servomoteurs de ce type sont construits pour des puissances allant jusqu'à plusieurs kilowatts.

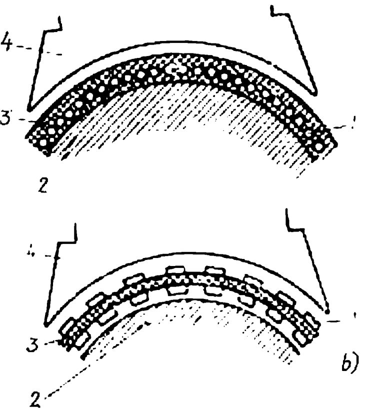


Fig. 65-7. Moteurs à induit sans encoches (*a*) et à bobinage d'induit imprimé (*b*) :

1, conducteurs de l'enroulement d'induit; *2*, armature lisse de l'induit; *3*, isolant; *4*, pièce polaire.

Les *servomoteurs à bobinage d'induit imprimé* (fig. 65-7, *b*) se caractérisent eux aussi par une grande rapidité de réponse. Dans ces moteurs l'armature *2* de l'induit est fixe ; le rotor est constitué par un cylindre creux isolant *3* dont les surfaces extérieure et intérieure portent les conducteurs *1* collés de l'enroulement d'induit. L'appellation de « moteurs à bobinage d'induit imprimé » tient à ce que les conducteurs plats de l'enroulement sont réalisés par un procédé photochimique utilisé pour la fabrication des clichés imprimés dans l'industrie graphique. En plus des machines cylindriques (fig. 65-7, *b*) on rencontre aussi des moteurs à entrefer axial dans lesquels le rotor est constitué par un disque isolant à double couche de conducteurs collés.

Les moteurs cylindriques comportent un collecteur de constitution classique ; dans les moteurs à entrefer axial, il n'y a pas de collecteur au sens habituel du mot, son rôle étant joué par une zone de la partie active des conducteurs de l'induit spécialement destinée à cet effet. Grâce aux bonnes conditions de refroidissement, la densité de courant dans les conducteurs de l'induit peut atteindre jusqu'à 30 et même 40 A/mm^2. Les propriétés électromagnétiques de ce moteur sont analogues à celles du moteur à induit sans encoches. Ces moteurs se construisent actuellement pour des puissances s'échelonnant de quelques watts à quelques centaines de watts. Leur domaine d'emploi est constitué par les systèmes de commande automatique qui exigent une rapidité de réponse particulièrement grande. Vu que dans les machines considérées les conducteurs de l'induit sont placés dans l'intervalle non magnétique où l'amplitude de l'induction atteint 2 T, ils sont le siège des courants de Foucault dont l'intensité est plu-

sieurs centaines de fois plus grande que lorsque les conducteurs sont logés dans les encoches où l'induction maximale ne dépasse pas 0,02 à 0,05 T. Pour réduire les pertes supplémentaires dans les conducteurs, on doit prendre des mesures spéciales (par exemple, une diminution des dimensions tangentielles des conducteurs élémentaires).

§ 65-7. Machines unipolaires

Les machines acycliques ou unipolaires diffèrent de toutes les autres machines à courant continu en ce que la f.é.m. produite dans leur induit est toujours de même sens. Dans ces machines il n'y a donc pas de convertisseur de fréquence que comportent sous une

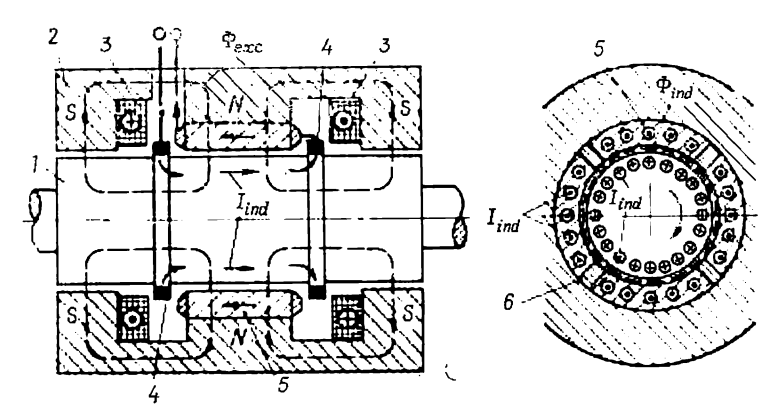


Fig. 65-8. Dynamo unipolaire.

forme ou sous une autre toutes les dynamos cycliques ou hetéropolaires. Une des réalisations possibles de la dynamo unipolaire est représentée schématiquement sur la figure 65-8. L'induit (rotor) *1* de la dynamo est un arbre d'acier massif qui tourne dans le champ d'excitation Φ_{exc}. Ce champ est produit par les bobines fixes *3* de l'enroulement d'excitation en anneau et se ferme, en traversant deux fois l'entrefer, à travers l'armature annulaire *2* et le corps ferromagnétique du rotor *1*. Le champ obtenu est symétrique et dans la zone active (entre les balais *4*) il se produit un pôle annulaire de polarité déterminée (N dans le cas considéré). Il est dès lors induit dans tous les éléments radiaux du rotor, situés entre les balais fixes, une seule et même f.é.m. constante $E = Bl_{\delta}v$, où B est l'induction dans l'entrefer, l_{δ} la longueur de calcul de la zone active, v la vitesse linéaire périphérique sur la surface extérieure du rotor. Si une résistance de charge R_{ch} est branchée aux balais, un courant I_{ind} prendra naissance sous l'action de la f.é.m. E qui se divisera par moitiés entre les éléments axiaux, connectés en parallèle, du corps conducteur du rotor (on suppose que les balais sont répartis régulièrement autour des

bagues collectrices). De même que dans les machines à courant continu ordinaires, la f.m.m. de l'induit exerce une action démagnétisante sur le champ d'excitation mais, si on ne prend pas de mesures spéciales, cette action est plus importante dans la machine unipolaire que dans la machine cyclique. Ceci tient à ce que le champ de l'induit dont les lignes de force ont la forme de cercles se ferme dans les limites des corps du rotor ou du stator présentant une faible réluctance. De ce fait, l'action de la f.m.m. de l'induit peut donner naissance à un flux tangentiel Φ_s qui provoque une forte saturation des corps du rotor et du stator et une diminution importante du champ d'excitation Φ_{exc}. Pour réduire l'influence de la f.m.m. de l'induit on utilise un « enroulement » de compensation *5* (fig. 65-8) et des intercalaires radiaux *6* en acier non magnétique. Des intercalaires non magnétiques analogues peuvent également être prévus dans le corps du rotor. Il existe aussi d'autres formes d'exécution des machines unipolaires.

Les dynamos unipolaires sont utilisées pour l'obtention de courants très intenses (jusqu'à $1,5\cdot10^5$ A en régime continu et $1,8\cdot10^6$ A en régime impulsif) sous des tensions faibles (1 à 100 V en régime continu et jusqu'à 800 V en régime impulsif). Dans les machines de puissance limite, la captation du courant débité se fait au moyen d'un métal liquide (sodium, potassium). Dans la gamme indiquée de courants et de tensions, les dynamos unipolaires sont, du point de vue technique et économique, supérieures aux dynamos à collecteur (dans les machines unipolaires il n'y a pas de pertes principales et supplémentaires magnétiques et de beaucoup d'autres pertes supplémentaires). Les domaines d'emploi des dynamos unipolaires sont les suivants: électrolyse, alimentation des électro-aimants des accélérateurs, pompes électromagnétiques à conduction (v. § 65-8).

§ 65-8. Machines magnétohydrodynamiques à courant continu

On appelle convertisseurs magnétohydrodynamiques des convertisseurs électromécaniques dont le fonctionnement est lié au déplacement d'un liquide ou d'un gaz dans un champ magnétique. Le moteur magnétohydrodynamique le plus simple est une pompe électromagnétique à courant continu destinée au déplacement de métaux liquides (fig. 65-9). Dans cette pompe, le canal *1* contenant un liquide conducteur de l'électricité (généralement un métal à l'état fondu: mercure, lithium, sodium, potassium et autres) est placé entre les pôles N et S de l'électro-aimant *2*. A l'aide des électrodes *4* alimentées par une source extérieure de tension U et mises en contact avec le liquide conducteur, on fait passer dans celui-ci un courant continu I. Puisque le courant est amené au liquide par l'intermédiaire d'un contact électrique, c'est-à-dire par couplage conductif, une telle pompe est dite *à conduction*. Les éléments de volume dV du liquide sont soumis aux forces électromagnétiques $\boldsymbol{dN} = \boldsymbol{JB}\, dV$. Sous l'action de la charge hydraulique qui en résulte le liquide se met en mouvement à une vitesse v pour laquelle il s'établit un équilibre des tensions, c'est-à-dire $U - E = R_{ind} I$, où $E = Bl_{\delta}v$. Cette vitesse

dépend de la résistance hydraulique du trajet par lequel circule le liquide conducteur (v. chap. 36).

Pour affaiblir l'action démagnétisante du champ transversal engendré par le courant I, on place entre le pôle et le canal une barre de compensation parcourue par un courant de sens opposé.

Le principal avantage des pompes électromagnétiques réside dans l'absence de parties en mouvement, ce qui permet de rendre étanche tout le circuit hydraulique. Grâce à ces particularités, ces pompes trouvent leur application dans les installations à réacteurs nucléaires pour assurer la circulation des métaux liquides servant de fluides réfrigérants.

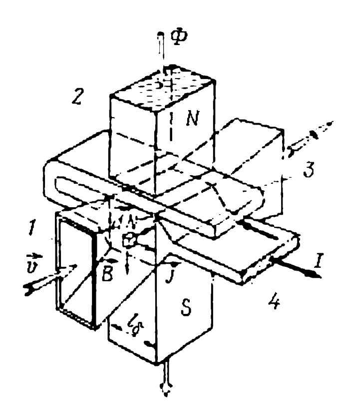


Fig. 65-9. Pompe électromagnétique à courant continu.

Pour l'alimentation des pompes à courant continu on doit disposer d'une source capable de débiter un courant très intense sous une faible tension. Ce sont les dynamos unipolaires qui conviennent au mieux à cette fin.

A ce qu'il paraît, les moteurs magnétohydrodynamiques à courant continu réalisés sous la forme de moteurs à plasma seront également utilisés à bord des vaisseaux cosmiques pour la production de faibles poussées lors du déplacement à de grandes distances des planètes. Dans ces moteurs, le fluide moteur est constitué par le plasma, c'est-à-dire milieu gazeux ionisé, conducteur de l'électricité, porté à haute température (2000 à 4000 °C et plus). Les machines magnétohydrodynamiques, de même que tous les autres convertisseurs électromécaniques, sont réversibles. Elles peuvent donc être utilisées pour la production de l'énergie électrique. C'est ainsi par exemple qu'au moyen du convertisseur schématisé par la figure 65-9 on peut obtenir un courant continu. A cet effet, il faut faire passer dans son canal *1*, à une vitesse v, un liquide ou un gaz conducteur de l'électricité. Si on crée dans le canal un champ magnétique d'induction B, une f.é.m. $E = Bl_\delta v$ sera induite entre les électrodes et, le circuit de l'induit une fois fermé sur une résistance de charge extérieure R_{ch}, il sera parcouru par un courant $I = E/(R_{ch} + R_{ind})$. Actuellement, les générateurs magnétohydrodynamiques sont déjà utilisés pour la production des puissances impulsionnelles très élevées.

A présent, on entreprend en U.R.S.S. de larges études et recherches ayant pour but la création de générateurs magnétohydrodynamiques de grande puissance qui permettront d'améliorer considérablement le rendement des centrales thermiques. En tant que fluide moteur de tels générateurs on utilisera le plasma ionisé, conducteur de l'électricité, obtenu en brûlant les combustibles ordinaires ou en échauffant un gaz dans les réacteurs nucléaires.

CHAPITRE 66

CONVERTISSEURS TOURNANTS

§ 66-1. Groupes convertisseurs tournants

En plus des convertisseurs statiques qui ne comportent pas de pièces tournantes (transformateurs, convertisseurs à soupapes ioniques et à semi-conducteurs), pour la transformation d'un courant électrique d'une nature en courant d'une autre nature on utilise également des convertisseurs tournants. Ces derniers permettent de convertir la fréquence du courant, la tension, le nombre de phases, etc. On distingue les convertisseurs tournants à deux induits (groupes convertisseurs) et les convertisseurs à un seul induit (commutatrices).

Le commutateur tournant à deux induits est constitué par deux machines accouplées mécaniquement mais non liées entre elles électriquement. Il existe aussi des groupes convertisseurs dans lesquels les deux machines sont disposées dans une carcasse commune et leurs rotors sont calés sur le même arbre. Vu que lors de la transformation de l'énergie l'une des machines qui absorbe de l'énergie au réseau primaire fonctionne en moteur et l'autre en générateur, le convertisseur à deux induits est encore appelé groupe moteur-générateur. Les plus répandus sont les convertisseurs tournants à deux induits destinés à la transformation du courant alternatif en courant continu. Dans un tel groupe le moteur est représenté par une machine asynchrone ou synchrone.

Si l'on exige une tension continue constante, on peut faire usage d'une dynamo à excitation en dérivation ou composée. Dans le cas où il est nécessaire d'assurer un réglage continu de la tension dans de larges limites, on a recours à une dynamo à excitation indépendante.

Etant réversible, le groupe convertisseur alimenté par un réseau à courant continu peut servir de source de courant alternatif dont la fréquence peut être réglée de façon continue par l'action sur la vitesse de rotation de la machine à courant continu fonctionnant en moteur.

En tant que sources de courant continu à tension progressivement réglable, les groupes convertisseurs trouvent leur application dans les domaines les plus variés où ils sont capables d'entrer en concur-

rence avec les convertisseurs à semi-conducteurs. Ils sont utilisés dans les systèmes Léonard pour l'alimentation des moteurs à commande par l'action sur le courant d'induit. Les groupes convertisseurs comportant une génératrice à courant continu, soit classique, soit unipolaire, permettent d'obtenir des courants très intenses nécessaires à l'électrolyse.

Pourtant, aux avantages que présentent les groupes convertisseurs tournants (larges limites de réglage de la tension, haute sécurité de fonctionnement, possibilité d'emploi de machines de série), il convient d'opposer certains inconvénients, par exemple, un rendement moins éleve que celui des commutatrices (le rendement global du groupe est égal au produit des rendements du moteur et de la génératrice), un prix de revient plus élevé et un encombrement plus grand.

§ 66-2. Convertisseur tournant de courant continu

Le convertisseur de ce type est destiné à la transformation de courant continu en courant continu d'une autre tension. Grâce à un rendement meilleur, à un encombrement et à un prix de revient moins élevés, son emploi au lieu du groupe convertisseur correspondant permet d'obtenir un effet économique substantiel. Cette commutatrice ne diffère d'une machine classique à courant continu qu'en ce que son induit porte deux enroulements *1* et *2* qui sont électriquement indépendants l'un de l'autre et connectés à deux collecteurs (fig. 66-1). Les balais de l'enroulement primaire *1* sont reliés à un réseau à courant continu de tension U_1 et, du côté de cet enroulement, la machine fonctionne comme un moteur en absorbant au réseau un courant I_1. L'induit tourne à une vitesse angulaire $\Omega = (U_1 - R_{\text{ind}1}I_1)/(c_{01}\Phi)$. Du côté de l'enroulement *2* la machine fonctionne en génératrice qui débite un courant I_2 dans la résistance de charge extérieure R_{ch} branchée aux balais de cet enroulement. Le flux longitudinal Φ est produit dans le convertisseur par l'enroulement d'excitation qui est généralement mis sous la tension U_1. Le courant traversant cet enroulement est réglé au moyen d'un rhéostat. Les f.é.m. $E_1 = c_{01}\Omega\Phi$ et $E_2 = c_{02}\Omega\Phi$ étant induites par un seul et même flux, leur rapport, qu'on appelle coefficient de conversion de f.é.m., dépend uniquement des paramètres des enroulements (64-15):

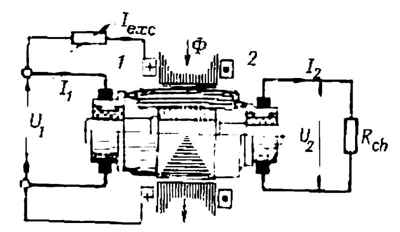


Fig. 66-1. Convertisseur tournant de courant continu.

$$E_2/E_1 = c_{01}/c_{02} = N_1a_2/(N_2a_1),$$

où

$$c_{01} = pN_1/(2\pi a_1); \quad c_{02} = pN_2/(2\pi a_2).$$

La différence entre les couples électromagnétiques dus aux courants circulant dans les enroulements primaire et secondaire est très petite, elle est égale au couple déterminé par les pertes magnétiques et mécaniques. Si l'on néglige ces pertes, on peut poser $M_1 = c_{01}I_1\Phi = c_{02}I_2\Phi = M_2$, ce qui permet de trouver le rapport approché des courants $I_2/I_1 \approx c_{01}/c_{02}$. Pour un tel rapport des courants leurs charges linéaires sont identiques (64-23):

$$A_1 = N_1I_1/(4a_1\pi R) = N_2I_2/(4a_2\pi R) = A_2.$$

Il en résulte que les f.m.m. transversales produites par les courants I_1 et I_2 circulant dans des sens opposés se compensent presque exactement ($F_{q1} - F_{q2} = A_1\tau/2 - A_2\tau/2 = 0$) et le flux magnétique Φ en charge est presque le même qu'en marche à vide. En tenant compte de ce que $I_2 = E_2/(R_{\text{ind}2} + R_{\text{ch}})$ et en utilisant le rapport des courants et l'expression donnant Ω, il n'est pas difficile d'établir comment la vitesse angulaire de l'induit varie en fonction de la charge

$$\Omega = \frac{U_1 c_{01} (R_{\text{ind}\,2} + R_{\text{ch}})}{[c_{01}^2 (R_{\text{ind}\,2} + R_{\text{ch}}) + c_{02}^2 R_{\text{ind}\,1}]\Phi}.$$

En marche à vide lorsque $R_{\text{ch}} = \infty$, on a $\Omega = \Omega_0 = U_1/(c_{01}\Phi)$ de même que dans un moteur à courant continu. Lorsque la charge et les courants I_1 et I_2 augmentent, le rapport des tensions

$$U_2/U_1 = \frac{E_2 (1 - I_1 R_1/U_1)}{E_1 (1 + I_2 R_2/U_2)}$$

subit une légère diminution.

Il découle des formules obtenues ci-dessus que par l'action sur le courant d'excitation (flux Φ) il est impossible de régler la f.é.m. E_2 ou la tension U_2. Ceci tient à ce qu'une augmentation du flux Φ, par exemple, entraîne une diminution de la vitesse de rotation, de sorte que la valeur de la f.é.m. E_2 reste finalement inchangée.

Les commutatrices de ce type utilisées autrefois dans les stations radioélectriques mobiles pour l'élévation de la tension de la batterie d'accumulateurs (de 12-24 à 750-1500 V) sont de nos jours, à peu près généralement, remplacées par les convertisseurs à semi-conducteurs.

§ 66-3. Convertisseurs tournants de courants alternatifs en courant continu

Les commutatrices de ce type sont destinées à la transformation des courants alternatifs en courant continu. Grâce à des pertes, encombrement, masse et prix de revient plus petits, leur emploi au lieu d'un groupe moteur-générateur correspondant est économiquement justifiable. La commutatrice diffère de la machine à courant continu ordinaire (fig. 66-2) en ce que les points symétriquement disposés de l'enroulement fermé à collecteur de son induit sont reliés à des bagues collectrices dont le nombre m est égal au nombre de phases du convertisseur (pour $m \geqslant 3$). Les bagues sont branchées sur le réseau à courant alternatif par l'intermédiaire d'un transformateur qui sert à la transformation de la tension et du nombre de phases. L'enroulement d'induit est généralement du type imbriqué avec le nombre de voies en parallèle $2a=2p$ (pour le courant continu). A chaque bague sont reliés a points équipotentiels, de sorte que par rapport à la source de courant alternatif (enroulement secondaire du transformateur) l'enroulement d'induit est couplé en polygone et comporte m phases et un nombre de voies en parallèle par phase égal à a. Dans ces conditions, les bagues servent à la fois de connexions équipotentielles de première espèce pour le courant continu qui circule dans l'enroulement.

Au régime établi, le convertisseur est excité par le courant continu I_{exc}, ses bagues étant mises sous la tension U_1 qui est une tension de phase pour l'enroulement couplé en polygone, si bien que du côté courant alternatif la machine fonctionne comme un moteur synchrone inversé en absorbant un courant de phase I_1 et un courant de ligne $I_{1l} = 2I_1 \sin(\pi/m)$. L'induit du convertisseur tourne à la vitesse angulaire de synchronisme $\Omega = 2\pi f/p$ proportionnelle à la fréquence f du réseau. Du côté du courant continu le convertisseur fonctionne comme une génératrice qui débite dans la résistance de charge R_{ch} le courant I_2 redressé à l'aide du collecteur et des balais.

Si l'on néglige le champ transversal peu intense et admet que la répartition du champ longitudinal dans l'entrefer est sinusoïdale, on peut établir la relation entre les tensions aux bagues et aux balais en utilisant à cet effet le polygone des f.é.m. de l'enroulement (v. fig. 64-17) qui se transforme en une circonférence lorsque le nombre de sections est grand. Puisque la f.é.m. E_2 aux balais du collecteur est égale au diamètre de cette circonférence, alors que l'amplitude de la f.é.m. aux bagues $\sqrt{2}E_1$ se mesure par la corde sur laquelle s'appuie l'angle au centre $2\pi/m$, les tensions sont dans le rapport de $U_2/U_1 \approx E_2/E_1 = \sqrt{2}/[\sin(\pi/m)]$ (la non-sinusoïdalité du champ qui se rencontre en pratique peut modifier ce rapport de $+5\%$).

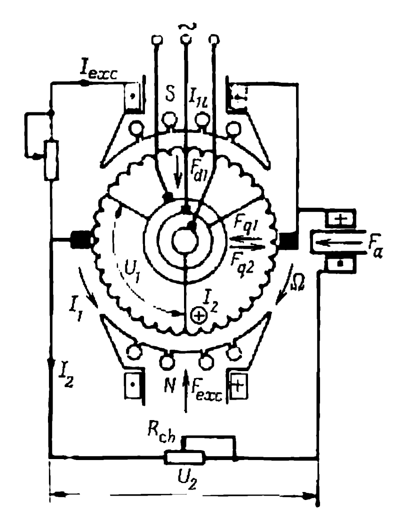


Fig. 66-2. Commutatrice.

En partant du bilan des puissances $mU_1I_1\eta\cos\varphi = U_2I_2$, on peut trouver le rapport des courants $I_l/I_{1l} = m\eta \times \cos\varphi/(2\sqrt{2})$.

On voit que ce rapport dépend pour une large part de l'angle de déphasage φ entre la tension U_1 et le courant I_1 qui est lié au courant d'excitation (de même que dans une machine synchrone ordinaire, v. § 58-9). En cas d'une surexcitation ou d'une sous-excitation par rapport au courant I_{exc} pour lequel $\cos\varphi = 1$ et le courant I_{1l} a sa valeur minimale ($I_{1l\,min} = 2\sqrt{2}I_2/m\eta$), le facteur de puissance diminue $\cos\varphi < 1$, tandis que le courant augmente $I_{1l} = I_{1l\,min}/\cos\varphi > I_{1l\,min}$.

Le rendement de la commutatrice considérée est notablement supérieur à celui du groupe moteur-générateur correspondant, surtout au régime de fonctionnement lorsque $\cos\varphi = 1$ et les courants qui parcourent dans des sens opposés les sections de l'enroulement se compensent le plus totalement. Dans ce cas, les pertes électriques dans l'enroulement d'induit d'un convertisseur triphasé ($m = 3$) constituent 0,56 des pertes dans la machine fonctionnant en génératrice à courant continu (dans un convertisseur hexaphasé ce rapport vaut 0,27). De plus, les pertes mécaniques et magnétiques ainsi que les pertes par excitation sont dans le convertisseur considéré d'environ 2 fois plus petites.

Pour la mise en marche de la commutatrice on applique le plus souvent le procédé de démarrage en asynchrone (comme pour un moteur synchrone). Un tel démarrage est rendu possible en faisant usage d'un enroulement amortisseur (de démarrage) logé dans les encoches des épanouissements polaires (fig. 66-2). Si le réseau à courant continu est sous tension, on peut faire démarrer le convertisseur comme un moteur à courant continu et le coupler ensuite en parallèle avec le réseau à courant alternatif en appliquant à cet effet le procédé de synchronisation exacte (v. § 59-1).

Pour améliorer la commutation, la commutatrice est munie de pôles auxiliaires (la figure 66-2 montre un pôle de f.m.m. F_a). Compte tenu de ce que la f.m.m. transversale F_{2q} est pour une très large part compensée par la f.m.m. transversale opposée F_{1q} engendrée par le courant $I_{1q} = I_1\cos\beta \approx I_1\cos\varphi$, on peut donner à la f.m.m. F_a des pôles auxiliaires une valeur considérablement plus petite que dans une machine ordinaire à courant continu.

Autrefois les commutatrices constituaient le procédé quasi universel d'obtention de la tension continue nécessaire à la traction électrique (tramways, trolleybus, chemins de fer électrifiés). Elles ont été depuis remplacées d'abord par les redresseurs à vapeur de mercure et ensuite par les redresseurs à semi-conducteurs (à thyristors) et ne trouvent actuellement leur application que dans des cas spéciaux. Le convertisseur tournant est également utilisé pour la con-

version inverse (sous le nom de commutatrice inversée) en constituant ainsi une source de courant alternatif de fréquence variable (par exemple, pour l'alimentation des moteurs utilisés dans la commande par groupes).

A bord des navires de petit tonnage, le convertisseur tournant entraîné par un moteur auxiliaire sert de générateur de courant alternatif et de courant continu. Pour obtenir des tensions normalisées, on prévoit sur l'induit des enroulements distincts pour les courants alternatif et continu. Notons pour terminer, qu'on utilise aussi de petits alternateurs synchrones dans lesquels l'enroulement d'excitation est alimenté par l'intermédiaire des balais depuis le collecteur connecté à l'enroulement d'induit.

CHAPITRE 67

MACHINES À COURANT CONTINU À COMMUTATEURS À SEMI-CONDUCTEURS

§ 67-1. Différents types de machines à courant continu à commutateurs à semi-conducteurs

La sécurité de fonctionnement de l'ensemble balais-collecteur d'une machine à courant continu dépend de plusieurs facteurs et se détermine en premier lieu par les charges électromagnétiques de la machine, les conditions de commutation, la qualité d'usinage de cet ensemble, les paramètres du milieu ambiant et l'intensité de l'usure mécanique du collecteur et des balais.

On arrive à fournir à l'ensemble balais-collecteur une fiabilité suffisamment élevée par des moyens tels que l'augmentation des dimensions des parties actives, l'emploi de matériaux de très haute qualité, l'amélioration de la précision d'usinage, etc., ce qui conduit finalement à l'augmentation de la masse, des cotes d'encombrement, du moment d'inertie et du prix de revient de la machine. Dans des milieux ambiants contenant des agents agressifs ainsi qu'à une grande altitude au-dessus du niveau de la mer (v. § 64-11), le contact balais-collecteur est en général incapable de fonctionner normalement.

La tendance est donc à remplacer le collecteur, c'est-à-dire le commutateur mécanique par un commutateur plus perfectionné. Les premières machines munies d'organes de commutation utilisant les redresseurs à vapeur de mercure, les thyratrons ou les ignitrons, ont vu le jour à la fin des années 20. Ces machines étaient utilisées comme génératrices à courant continu dans les systèmes d'excitation des turbo-alternateurs. Le premier moteur à commutateur ionique a été proposé en 1933 par Kern.

En U.R.S.S., les travaux dans cette direction ont connu au cours des années 1934 à 1937, un grand développement grâce aux recherches effectuées par Zavalichin, Wegner et ensuite par Boutaev-Ettinger. Pourtant, les seules machines à commutation électrique qui ont trouvé certaines applications industrielles à ce temps-là étaient les dynamos comportant des redresseurs à vapeur de mercure. C'est l'invention en 1948 des transistors qui a ouvert dans le développement des moteurs et des dynamos à commutation électronique des perspectives toutes nouvelles.

Passons en revue les différents types de machines à courant continu à commutation électronique utilisant des commutateurs à semi-

conducteurs qui ont pratiquement remplacé à l'heure actuelle les commutateurs ioniques. La constitution la plus simple est celle des machines à courant continu à commutateur à semi-conducteur (CSC) destinées à être utilisées uniquement en génératrice (lorsque les exigences posées à la qualité de redressement du courant ne sont pas trop sévères). Une telle génératrice peut être constituée par une machine synchrone triphasée dont l'enroulement d'induit est branchée sur la résistance d'utilisation par l'intermédiaire d'un pont de redresseurs. Le schéma de la génératrice à CSC est représenté par la figure 67-1 (les circuits des soupapes à l'état conducteur sont munis de flèches).

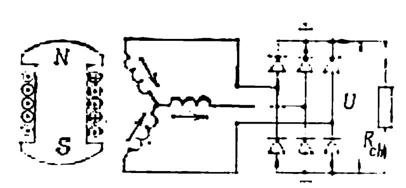


Fig. 67-1. Génératrice à courant continu à commutateur à semi-conducteurs.

Ce montage peut être équipé soit de soupapes non commandées, soit (dans des installations plus puissantes) de redresseurs au silicium commandés (thyristors). Le réglage de la tension disponible à la sortie du montage peut être obtenu par l'action sur le courant d'excitation de la machine ou sur l'angle de passage des thyristors. La tension redressée comporte une composante alternative assez importante. Dans les cas où ceci est indésirable, la génératrice doit être construite avec un enroulement fermé à plusieurs sections (par analogie avec le moteur du § 67-3).

Dans une machine à excitation électromagnétique munie d'un commutateur à semi-conducteurs dont l'enroulement d'induit est fixe, il subsiste un contact frottant dans le circuit de l'enroulement d'excitation. La suppression de tout contact frottant dans une machine à courant continu munie de commutateurs à semi-conducteurs est obtenue avec des formes constructives suivantes de la machine synchrone: a) excitation par aimants permanents (v. § 63-5); b) réalisation de l'armature du rotor en forme des griffes avec des bobines inductrices annulaires fixes (v. § 63-3); c) alimentation de l'enroulement d'excitation par l'intermédiaire de redresseurs tournants depuis l'induit d'une excitatrice à courant alternatif calée sur le même arbre (v. § 52-2).

Le moteur à courant continu à CSC est un moteur synchrone alimenté depuis un réseau à courant continu par l'intermédiaire d'un onduleur à semi-conducteurs. Dans le cas de la commande indépendante de l'onduleur, lorsque la fréquence de la tension obtenue à sa sortie ne dépend pas du régime de fonctionnement, le moteur possède toutes les propriétés d'un moteur synchrone ordinaire (v. § 62-4). Les caractéristiques propres aux moteurs à collecteur à courant continu (v. § 64-13) ne peuvent être obtenues qu'avec la commande du commutateur à semi-conducteurs par le transmetteur de position du rotor (TPR). Les propriétés de tels moteurs dépendent des facteurs suivants: a) mode de commutation (de mise hors circuit) des soupapes commandées; b) schéma de couplage des soupapes à semi-

conducteurs et des sections de l'enroulement; c) nombre de sections: d) possibilité d'inversion du sens de courant dans la section.

Dans les moteurs à CSC de petite puissance (jusqu'à quelques centaines de watts), la commutation est assurée à l'aide de transistors (v. § 67-2). Dans les moteurs plus puissants on utilise des soupapes à semi-conducteurs commandées (thyristors) dont la mise en circuit est assurée par différents montages à condensateurs. Un inconvénient sérieux de ce mode de commutation est la nécessité d'une batterie de condensateurs, dont la masse et l'encombrement sont de l'ordre de grandeur de la masse et de l'encombrement du moteur lui-même. Les plus prometteurs pour la commande électrique à vitesse réglable sont les moteurs à enroulement fermé à plusieurs sections équipés de soupapes commandées à commutation par la f.é.m. dynamique (v. § 67-3). Les moteurs à CSC peuvent comporter les enroulements suivants: fermés, radiaux, série, parallèle [69, 70]. Le plus perfectionné (surtout dans le cas où le nombre de sections est suffisamment grand) est l'*enroulement fermé à alimentation réversible* qui confère au moteur les propriétés d'un moteur à collecteur à courant continu. Pourtant lorsque le nombre de sections est petit (inférieur à 5), le circuit fermé de cet enroulement peut être parcouru par des harmoniques supérieurs des courants, qui provoquent des pertes supplémentaires importantes. L'*enroulement radial à alimentation réversible* (fig. 67-2) a les mêmes caractéristiques pour un même nombre de sections. Lorsque les sections sont au nombre de trois, la préférence doit être donnée à l'enroulement radial du fait des pertes plus faibles. Au contraire, pour un plus grand nombre de sections, c'est l'enroulement fermé qui est préférable, car il assure des conditions plus favorables du fonctionnement des soupapes.

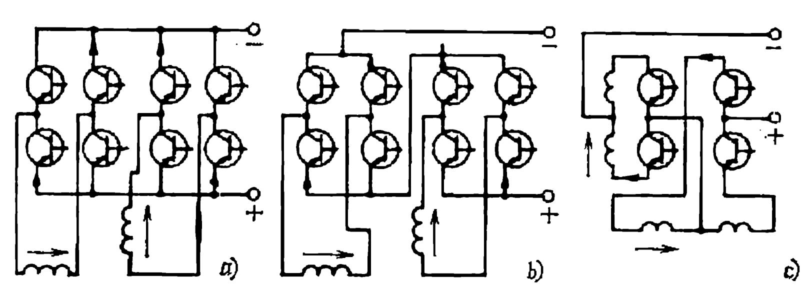


Fig. 67-2. Enroulements série et parallèles des moteurs sans balais:
a, enroulement parallèle à deux sections à alimentation réversible; *b*, enroulement série à deux sections à alimentation réversible; *c*, enroulement série à quatre sections à alimentation irréversible.

Les *enroulements radiaux à trois sections* (fig. 67-3) et *à quatre sections à alimentation irréversible* possèdent un commutateur constitué seulement par trois (ou quatre) clés de puissance et sont utilisés dans les moteurs de petite puissance (jusqu'à 100 W environ) dont le rendement peut avoir une valeur réduite (0,5 à 0,6 pour trois sec-

tions et 0,6 à 0,7 pour quatre sections). Leur principal avantage est la simplicité et les dimensions minimales du montage commutateur.

Les *enroulements parallèles et série à alimentation réversible* (fig. 67-2, *a* et *b*) présentent des propriétés équivalentes à celles des enroulements fermés et radiaux lorsque le nombre de sections est supérieur à deux, mais ils exigent des clés de puissance deux fois plus nombreuses. Les enroulements à deux sections de ces types comportent le même nombre de clés et possèdent les mêmes caractéristiques que les enroulements fermés ou radiaux à quatre sections.

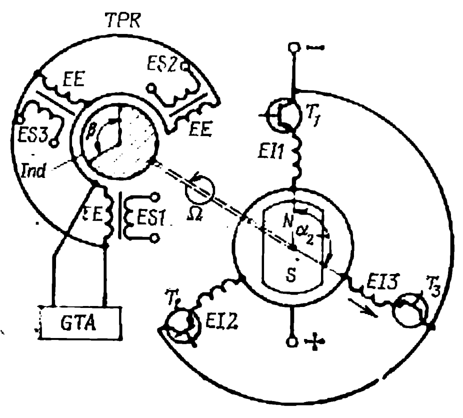


Fig. 67-3. Moteur à courant continu à transistors à enroulement d'induit à trois sections à alimentation irréversible.

L'*enroulement série à quatre sections à alimentation irréversible* (fig. 67-2, *c*) est, du point de vue électromagnétique, équivalent à l'enroulement série à deux sections représenté à la figure 67-2, *b*, mais nécessite un nombre deux fois plus petit de clés de puissance et un volume deux fois plus grand pour son emplacement (chaque section ne fonctionne que dans un seul sens).

Les *enroulements parallèles à une ou deux sections à alimentation irréversible* ne permettent pas le démarrage du moteur pour une position quelconque de son rotor et ne peuvent donc être utilisés que si la machine est munie de dispositifs spéciaux assurant l'immobilisation du rotor dans la position voulue.

§ 67-2. Micromoteurs à courant continu à transistors

Un des moteurs les plus simples de ce type est représenté schématiquement sur la figure 67-3. Il utilise un enroulement d'induit radial à trois sections (*EI1*, *EI2*, *EI3*) décalées entre elles dans l'espace de 120°. Le champ d'excitation est produit par un aimant permanent tournant *N-S*. L'alimentation des sections n'étant pas réversible, le commutateur à transistors n'est constitué que par trois clés identiques utilisant les transistors de puissance T_1, T_2, T_3. Le signal d'entrée est constitué pour ces clés par la tension prélevée aux enroulements secondaires (*ES1*, *ES2*, *ES3*) des transformateurs du transmetteur de position du rotor (*TPR*). Les enroulements primaires *EE* de ces transformateurs sont alimentés sous une tension de forme rectangulaire fournie par un générateur de tension alternative *GTA*. Ce dernier fonctionne sur une fréquence f_{ga} dont la valeur est 10 à 20 fois plus grande que celle de la fréquence des courants dans les sections $f_{max} = p\Omega_{max}/(2\pi)$ à la vitesse angulaire maximale

du moteur. Cette fréquence est généralement comprise entre 3000 et 7000 Hz, par exemple, pour $\Omega_{max} = 1000$ rd/s et $p = 1$, on a $f_{ga} \geqslant 1650$ à 3300 Hz. Comme générateur de tension alternative on utilise des convertisseurs à transistors de tension continue en tension alternative de forme rectangulaire.

Le transmetteur de position du rotor *TPR* peut être de différents types mais le plus acceptable est celui à transformateur différentiel à induit magnétique tournant qui est représenté schématiquement à la figure 67-3. Le nombre de transformateurs à utiliser dans le transmetteur est égal à celui de clés à transistors qu'il doit commander. Chaque transformateur (fig. 67-4) possède un circuit magnétique *C* en forme de E dont les noyaux extrêmes portent les bobines des enroulements d'excitation *EE1* et *EE2* connectées en opposition-série. Les flux magnétiques engendrés par les bobines inductrices se ferment par le noyau central qui porte l'enroulement de sortie *ES*. L'induit *Ind* est réalisé de telle sorte que dans la zone du noyau extrême de droite et dans la zone du noyau central il a une forme cylindrique, alors que dans la zone du noyau extrême de gauche il présente sur sa surface des découpures symétriques ayant la forme de secteur avec un angle électrique β. Le nombre de ces découpures est égal au nombre p de paires de pôles de l'inducteur et chacune d'elles occupe un angle β/p. Dans la machine bipolaire de la figure 67-3, la découpure a la forme d'un secteur l'angle β.

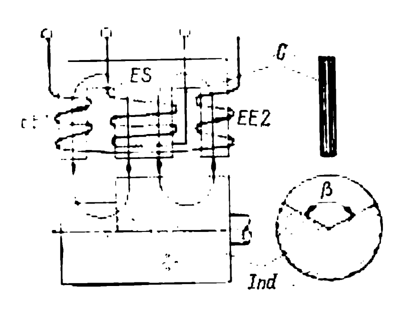


Fig. 67-4. Transmetteur à transformateur différentiel de position du rotor.

Lorsque l'induit présente en regard de tous les noyaux une surface cylindrique lisse et donc les entrefers non magnétiques sont partout identiques, les flux traversant le noyau central dans des sens opposés se compensent de sorte que la f.é.m. induite dans l'enroulement de sortie est nulle. Au contraire, lorsque l'induit prend la position telle qu'une découpure sectorielle se trouve en face du noyau de gauche, l'équilibre des flux dans le noyau central est perturbé et la f.é.m. qui y est induite a la valeur maximale.

Les signaux sous forme de tensions redressées, disponibles aux bornes des enroulements *ES1*, *ES2*, *ES3*, sont utilisés pour commander les clés correspondantes équipées de transistors de puissance T_1, T_2, T_3. En l'absence de signal (la f.é.m. dans l'enroulement de sortie étant nulle), le transistor est bloqué. Lorsqu'il est attaqué par un signal, le transistor passe à l'état conducteur, branche la section correspondante sur la source d'alimentation et reste conducteur tant que le signal subsiste.

L'ordre de branchement des sections sur la source d'alimentation et la durée de ce branchement se déterminent par la position angu-

laire des transformateurs du transmetteur et la dimension angulaire β de la découpure sectorielle que l'on appelle secteur de signal. L'induit du transmetteur de position du rotor étant mécaniquement lié à l'inducteur, le commutateur à transistors joue le rôle de l'ensemble balais-collecteur, en connectant la k-ième section sur la source d'alimentation pour la durée pendant laquelle la f.é.m. e_k qui y est induite est en opposition avec la tension de la source.

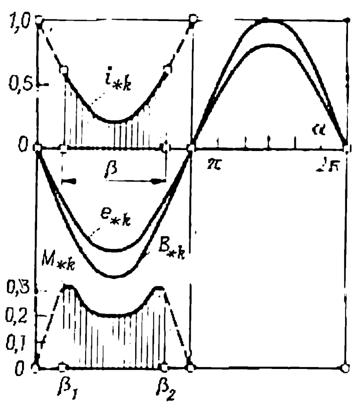


Fig. 67-5. Courant et couple moteur d'une section d'un moteur à transistors pour $\Omega_* = 0{,}8$.

La force électromotrice induite dans une section est proportionnelle à l'induction moyenne B_k dans la zone d'emplacement de ses conducteurs et à la vitesse angulaire Ω de l'inducteur $e_k = c_s B_k \Omega$, où $c_s = 2w_s l_\delta R$ est un coefficient constant dont la valeur dépend de la longueur de calcul l_δ, du rayon R de l'induit et du nombre de spires w_s de la section. Si l'on ne tient compte que de l'harmonique fondamental de l'induction dans l'entrefer, on peut exprimer l'induction B_k en fonction de la position angulaire de la section $B_k = B_m \sin \alpha_k$, où B_m est la valeur maximale de l'induction moyenne, $\alpha_k = \omega t = p\Omega t$ est l'angle électrique que l'axe de la section fait avec l'axe du champ d'excitation (sur la figure 67-3 est représenté l'angle $\alpha_k = \alpha_3$). Le courant i_k qui prend naissance sous l'action de la différence entre la tension U de la source et la f.é.m. e_k induite dans la k-ième section peut être calculé à l'aide de l'équation différentielle exprimant l'équilibre des tensions

$$U - e_k = Ri_k + L\, di_k/dt,$$

où L est l'inductance de la section tenant compte de l'influence des autres sections;

R, la résistance ohmique de la section.

Si l'on néglige l'inductance de la section, on obtient pour la valeur instantanée du courant dans la section une expression bien simple $i_k = (U - e_k)/R$ qui est valable pour $U > e_k$ si la clé T_k est attaquée par le signal et le transistor T_k est donc conducteur.

L'interaction entre le courant i_k et le champ magnétique crée un couple électromagnétique instantané $M_k = c_s i_k B_k$. Le courant i_k et le couple M_k sont représentés sous forme relative, pour $\Omega =$ = constante, à la figure 67-5. Ils sont différents de zéro pendant la fraction β de la période lorsque le transistor T_k est attaqué par le signal et l'angle α se situe dans l'intervalle $\beta_1 < \alpha < \beta_2$, où $\beta_1 =$ $= \pi/2 - \beta/2$; $\beta_2 = \beta/2 + \pi/2$. C'est la zone hachurée de la figure.

Pour pouvoir effectuer tous les calculs sous forme de critères, adoptons un système suivant de grandeurs de base coordonnées; $e_b = U$; $i_b = U/R$; $B_b = B_m$; $\Omega_b = U/(c_s B_m)$; le couple moteur de base de la section $M_{kb} = c_s B_m i_b$; le couple moteur de base du moteur $M_b = SM_{kb}$, où $S = 3$ est le nombre de sections; la puissance de base du moteur $P_b = M_b \Omega_b$. Alors, en omettant l'indice k de α et en posant $\alpha_k = \alpha$, on obtient les expressions suivantes pour les grandeurs en unités relatives: la vitesse angulaire $\Omega_* = \Omega/\Omega_b$, l'induction $B_{*k} = B_k/B_m = \sin \alpha$; la f.é.m. $e_{*k} = e_k/U = e_k/(c_s B_m \Omega_b) = \Omega_* \sin \alpha$; le courant $i_{*k} = i_k/i_b = 1 - \Omega_* \sin \alpha$; le couple moteur de la section $M_{*k} = M_k/M_{kb} = i_{*k} B_{*k}$. La section n'étant parcourue par un courant que pour $\beta_1 < \alpha < \beta_2$, la valeur moyenne de son couple moteur s'exprime par

$$M_{k.\,\text{moy}} = \frac{1}{2\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} M_k \, d\alpha$$

et le couple moyen du moteur est $M = SM_{k\ \text{moy}}$. En exprimant le couple moyen du moteur en unités relatives, on obtient:

$$M_* = \frac{M}{M_b} = \frac{1}{2\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} B_{*k} i_{*k} \, d\alpha = \frac{1}{\pi} \sin \frac{\beta}{2} - \frac{\Omega_*}{4\pi} (\beta + \sin \beta).$$

Pour déterminer le rendement du moteur, calculons la valeur moyenne des pertes électriques dans une section de l'induit

$$P_{*\text{él}} = \frac{P_{\text{él}}}{P_b} = \frac{S}{P_b} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} i_k^2 \, d\alpha \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} i_{*k}^2 \, d\alpha,$$

d'où

$$P_{*\text{él}} = \frac{\beta}{2\pi} - \frac{2\Omega_*}{\pi} \sin \frac{\beta}{2} + \frac{\Omega_*^2}{4\pi} (\beta + \sin \beta);$$

la puissance mécanique développée par le moteur $P_{*\ \text{méc}} = M_* \Omega_*$ et la puissance absorbée par le moteur à la source d'alimentation (en négligeant toutes les pertes sauf les pertes électriques $P_{*\text{él}}$)

$$P_{*\text{méc}} + P_{*\text{él}} = \frac{\beta}{2\pi} - \frac{\Omega_*}{\pi} \sin \frac{\beta}{2}.$$

Dès lors, le rendement théorique du moteur a pour valeur

$$\eta = \frac{P_{*\text{méc}}}{P_{*\text{méc}} + P_{*\text{él}}} = \frac{4\Omega_* \sin \beta/2 - \Omega_*^2 (\beta + \sin \beta)}{2\beta - 4\Omega_* \sin \beta/2}.$$

Toutes les relations obtenues ci-dessus ne sont valables pour un moteur à alimentation irréversible que pour $U - e_k \geqslant 0$, lorsque le courant i_k est positif et peut traverser le transistor conducteur. Cette condition est satisfaite pour des vitesses angulaires $0 < \Omega_* < 1$, qui se rencontrent pratiquement dans les micromoteurs. Pour de grandes vitesses angulaires $\Omega_* > 1$, lorsque sur une partie

de la période $U - e_k < 0$ et $i_k = 0$, ces formules ne peuvent s'appliquer que conditionnellement: en les déduisant on supposait que le transistor était à conductibilité bilatérale. Compte tenu de cette réserve, on peut calculer conventionnellement la vitesse angulaire en marche à vide théorique $\Omega_{*0} > 1$ si le transistor possède la conductibilité bilatérale. En posant à ce régime $M_* = 0$, on obtient

$$\Omega_{*0} = \frac{4 \sin \beta/2}{\beta + \sin \beta}.$$

Pour $\beta = \pi$ la vitesse $\Omega_{*0} = 4/\pi = 1{,}27$; pour $\beta = 2\pi/3$ la vitesse $\Omega_{*0} = 1{,}17$.

La figure 67-6 montre les caractéristiques du moteur pour l'angle du secteur de signal $\beta = \pi$. Pour la gamme de vitesses angulaires de $1 < \Omega_* < \Omega_{*0}$ les caractéristiques sont figurées en traits interrompus. La valeur maximale du rendement du moteur, qui s'obtient pour $\Omega_* = 0{,}9$, est égale à 0,395. Un rendement si médiocre s'explique par le fait que sur une partie considérable de la demi-période de travail (fig. 67-5) la f.é.m. ne compense pas la tension, de sorte que la section est parcourue par un courant intense qui détermine de fortes pertes électriques. La puissance mécanique utile sur cette partie de la période est petite parce que la section se dispose dans la zone de faibles inductions. En réduisant l'angle du secteur de signal, en passant à $\beta = 2\pi/3$ par exemple, on peut supprimer dans la demi-période de travail des tronçons présentant un courant excessif et donc améliorer notablement le rendement du moteur. La courbe de rendement pour $\beta = 2\pi/3$ se situe sensiblement plus haut que la courbe pour $\beta = \pi$; le rendement maximal s'élève à 0,7.

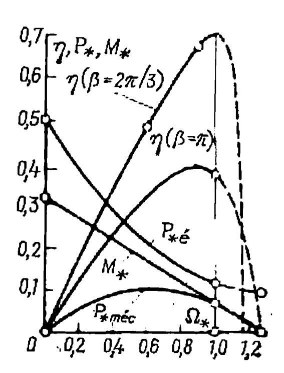


Fig. 67-6. Variations du rendement, de la puissance mécanique et du couple d'un moteur à transistors en fonction de la vitesse de rotation.

Aux avantages (absence de tout contact frottant, simplicité du schéma de commande, etc.) du moteur à petit nombre de sections et de clés à transistors on peut opposer certains inconvénients et notamment un rendement relativement peu élevé et une certaine irrégularité de la vitesse angulaire. En première approximation, la vitesse angulaire était considérée comme constante malgré une forte irrégularité du couple moteur (fig. 67-5).

Pour déterminer la pulsation de la vitesse angulaire, il faut additionner les couples moteurs des sections distinctes (en tenant compte de leur décalage de 1/3 période), calculer le couple électromagnétique moyen qui fait équilibre au couple extérieur et, en se servant de l'équation du mouvement du rotor $\Sigma M_k - M = J\frac{d\Omega}{dt}$, trouver l'écart que la vitesse angulaire Ω présente par rapport à sa valeur

moyenne Ω_{moy}

$$\Omega - \Omega_{moy} = \int_0^t \frac{\Sigma M_k - M}{J} dt.$$

Parmi les défauts des moteurs à transistors il convient également de signaler l'imperfection du procédé lui-même de commutation à l'aide de soupapes à semi-conducteurs commandées qui réside en ce que les transistors passent à l'état bloqué pour le courant maximal dans la section (v. fig. 67-5) et, si l'on ne prend pas des mesures spéciales qui conduisent à une complication substantielle du montage, l'énergie du champ magnétique dans la section en commutation n'est pas restituée au réseau d'alimentation, mais se dégage dans les semi-conducteurs et les autres éléments du schéma de commande.

§ 67-3. Moteurs à courant continu à thyristors à enroulement fermé à plusieurs sections et commutation par la f.é.m. dynamique

La constitution d'un moteur de ce type est représentée schématiquement à la figure 67-7. L'enroulement fermé de l'induit *Ind* du moteur est logé dans les encoches de l'armature du stator. Sa

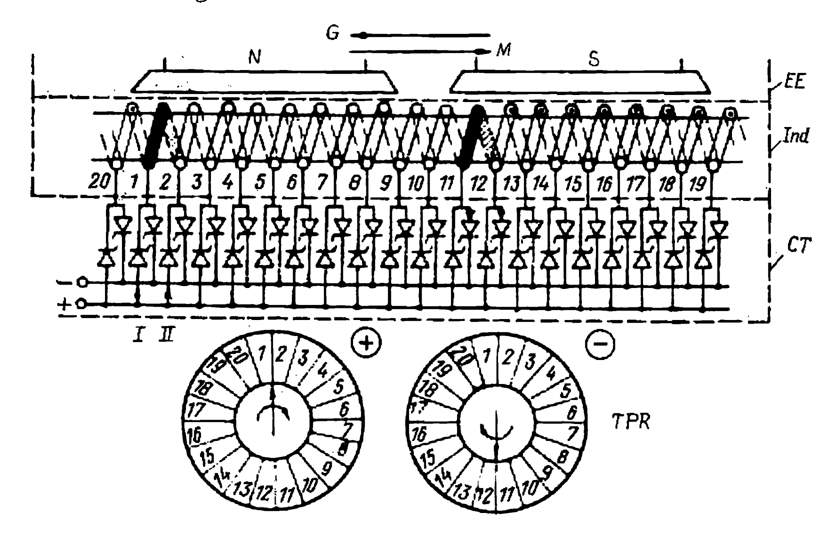


Fig. 67-7. Moteur à courant continu à thyristors à enroulement fermé à plusieurs sections.

constitution est la même que dans les machines à collecteur à courant continu. Le plus souvent c'est un enroulement cylindrique imbriqué ou ondulé ; la figure 67-7 représente, par souci de simplification, un enroulement imbriqué toroïdal. Il est constitué par plusieurs sections

couplées en polygone (l'enroulement de la figure 67-7 comprend 20 sections). L'enroulement est alimenté depuis un réseau à courant continu par l'intermédiaire d'un commutateur à thyristors *CT*.

Le commutateur à thyristors comprend deux groupes de thyristors: un groupe anodique (affecté de l'indice +), dont toutes les anodes sont électriquement reliées entre elles, et un groupe cathodique (affecté de l'indice —), dont toutes les cathodes sont électriquement reliées entre elles. A chaque point de raccordement de deux sections voisines est connectée une paire de thyristors dont l'un appartient au groupe « + » et l'autre au groupe « — ». Dans ce qui suit les thyristors sont désignés par un nombre qui est celui du point de son raccordement à l'enroulement, un thyristor du groupe anodique étant assorti de l'indice + et un thyristor du groupe cathodique de l'indice — (par exemple, 1^+, 1^-, 2^+, 2^-, etc.).

La constitution du rotor du moteur est la même que dans une machine synchrone: il peut être à pôles saillants ou à pôles lisses. L'enroulement d'excitation hétéropolaire *EE* du rotor est alimenté par une source de courant continu (le moteur de la figure 67-7 est bipolaire). A l'arbre du moteur est mécaniquement lié le rotor du transmetteur de position du rotor *TPR* qui a en principe la même constitution que dans les moteurs à transistors (§ 67-2) et ne diffère que par un plus grand nombre d'enroulements de sortie dont les signaux sont utilisés pour commander le débloquage des thyristors. La figure 67-7 montre les diagrammes de débloquage des thyristors des groupes « + » et « — » à l'aide des signaux issus du *TPR*; à l'instant où les flèches tournantes coïncident avec le secteur d'un thyristor donné, celui-ci est attaqué par un signal qui le fait passer à l'état conducteur.

Le processus de transformation de l'énergie dans la machine considérée est le même que dans une machine à collecteur à courant continu. Toutes les équations fondamentales (des f.é.m., du couple électromagnétique, de la f.m.m. de l'induit) obtenues pour les machines à courant continu s'étendent à la machine considérée. Celle-ci ne diffère d'une machine à collecteur à courant continu que par le procédé de commutation du courant dans les sections. Le transmetteur de position du rotor est réglé de telle sorte que par rapport aux thyristors conducteurs des groupes « + » et « — » l'enroulement se divise en deux voies en parallèle (fig. 67-7) dont l'une se situe sous le pôle *S* et l'autre sous le pôle *N* (dans le cas général, le nombre de voies en parallèle est le même que dans la machine à collecteur à courant continu).

Lors du fonctionnement en moteur, les côtés actifs des sections reliées aux thyristors conducteurs doivent se disposer sous les bords sortants des pôles (le sens de rotation des pôles dans la marche en moteur est indiqué par la flèche *M*). Dans la figure 67-7, les circuits participant à la commutation à l'instant qui correspond à la position des flèches sur les diagrammes de débloquage sont tracés en traits forts. Les cercles et les points désignent les sens des courants

dans les côtés actifs des sections. L'instant requis de débloquage des thyristors est assuré par le réglage convenable du transmetteur de position du rotor. Les instants de bloquage des thyristors ne sont pas liés aux signaux fournis par le *TPR*. Le phénomène de renversement du sens de courant dans la section en commutation court-circuitée par des thyristors conducteurs voisins se déroule de la façon suivante. Lorsque les pôles se déplacent par rapport à un circuit à commuter en court-circuit (par exemple, du circuit *1*, *2*, *II*, *I*), ce dernier devient le siège d'une f.é.m. dynamique induite. Si la section en commutation est disposée sous le bord sortant des pôles, la f.é.m. dynamique induite en marche en moteur et appelée f.é.m. de commutation est opposée au courant qui traversait la section avant la commutation. En d'autres termes, la f.é.m. de commutation est dirigée en sens inverse du courant dans le thyristor 1^+ débloqué précédemment mais dans le même sens que le courant dans le thyristor 2^+ nouvellement débloqué. Sous l'action de cette f.é.m. le courant dans le thyristor 2^+ s'élève jusqu'à être égal au courant total d'induit, alors que le courant dans le thyristor 1^+ diminue jusqu'à s'annuler. Vers cet instant, le signal de déblocage n'est plus appliqué au circuit de commande du thyristor 1^+, de sorte que ce dernier passe à l'état bloqué. Après cela, c'est le thyristor 3^+ qui deviendra conducteur et établira un nouveau circuit fermé, le phénomène de commutation que nous venons de décrire se reproduira, et ainsi de suite.

Lorsque la machine fonctionne en génératrice, la commutation s'effectue d'une manière analogue, à cette différence près que la section en commutation doit se situer sous le bord entrant des pôles.

Le processus de commutation par la f.é.m. dynamique rappelle la commutation dans une machine à collecteur à courant continu munie de pôles auxiliaires (v. § 64-11). Pourtant, la commutation du moteur à thyristors par la f.é.m. dynamique offre des avantages évidents: sa réalisation ne nécessite aucun réglage précis du champ de commutation, ni de maintenir une dépendance proportionnelle entre l'induction de commutation et le courant dans l'induit; plus forte est l'induction dans la zone d'emplacement des côtés actifs de la section en commutation, plus sûre est la commutation. De plus, il est important que le moteur à thyristors n'a pas besoin de pôles auxiliaires. Sa construction s'en trouve simplifiée. Un des avantages que présente le moteur à commutation par la f.é.m. dynamique est la simplicité du schéma et de la construction du commutateur: il n'utilise que des dispositifs à semi-conducteurs de puissance et ne comporte pas d'éléments auxiliaires (le circuit de commande du commutateur à transistors est sensiblement plus compliqué, v. § 67-2).

Le seul inconvénient de la commutation par la f.é.m. dynamique est qu'elle ne peut pas être réalisée à la vitesse de rotation nulle. Il existe une vitesse linéaire minimale (sur le diamètre de l'induit) appelée vitesse critique v_{cr}, pour laquelle la commutation est possible au régime établi. Cependant, comme on le démontre dans [70], la vitesse de rotation minimale admissible d'après les conditions de

commutation dépend fortement du couple moteur nominal et des dimensions du moteur et pour de gros moteurs ($D^2l > 0,1$ m^3) elle ne vaut que quelques tours par minute. De plus, il s'avère qu'on peut démarrer des moteurs suffisamment puissants sans avoir recours à des moyens auxiliaires quelconques pour commander la commutation aux faibles vitesses de rotation. Un tel démarrage peut s'effectuer si, au décollage, la première commutation se termine avant que la section en commutation traverse la ligne neutre et passe dans le champ magnétique de signe inverse. A cet effet, il faut assurer au rotor une accélération telle que le déplacement linéaire de la section pendant le temps de croissance de la vitesse de 0 à v_{cr} soit considérablement inférieur au pas polaire. Cette condition est satisfaite dans les moteurs suffisamment grands ($D^2l > 0,1$ m^3), mais elle est difficile à réaliser dans les moteurs de petite puissance.

La valeur maximale de la vitesse de rotation des moteurs à thyristors à commutation par la f.é.m. dynamique dépend du temps de désamorçage du thyristor. En posant ce temps égal à $0,5 \cdot 10^{-3}$ s, on peut trouver que d'après les conditions de commutation la valeur maximale admissible de la vitesse de rotation d'un moteur bipolaire constitue 20 000 tr/mn et se situe hors des limites imposées pour d'autres raisons. Ainsi, les gros moteurs du type considéré peuvent être réalisés avec des charges électromagnétiques plus grandes et les moments d'inertie plus petits que les moteurs à collecteur à courant continu ; ils peuvent être munis d'un système de refroidissement direct et, dans un avenir plus ou moins proche, ils peuvent remplacer les moteurs à collecteur pour des actionnements industriels de grande puissance à vitesse réglable.

CHAPITRE 68

MACHINES À COLLECTEUR À COURANT ALTERNATIF ET CONNEXION EN CASCADE D'UNE MACHINE ASYNCHRONE ET DE CONVERTISSEURS STATIQUES ET TOURNANTS DE FRÉQUENCE

§ 68-1. Particularités des machines à collecteur à courant alternatif

On appelle machine à collecteur à courant alternatif une machine asynchrone comportant un rotor à collecteur muni d'un enroulement fermé du type dynamo (v. § 64-4). Dans certains cas cet enroulement est en même temps relié aux bagues collectrices.

D'après son principe de fonctionnement, la machine à collecteur est une machine asynchrone parce que son rotor (induit) tourne à une vitesse différente de celle de synchronisme.

Le convertisseur mécanique de fréquence constitué par le collecteur et les balais sert dans la machine à collecteur à la conversion du courant alternatif traversant l'enroulement d'induit en courant alternatif d'une autre fréquence circulant dans le circuit relié aux balais. A l'aide du commutateur mécanique on insère dans l'enroulement secondaire de la machine une f.é.m. additionnelle appelée f.é.m. de réglage dont la fréquence est celle de la f.é.m. induite dans l'enroulement secondaire lorsque ce dernier se déplace dans le champ magnétique. Comme nous l'avons vu au § 45-6, l'introduction de cette f.é.m. permet de régler progressivement et dans de larges limites la vitesse de rotation du moteur. De plus, la puissance de glissement peut être récupérée dans toute la plage de réglage, ce qui permet d'obtenir des valeurs suffisamment élevées du rendement et du facteur de puissance.

Ces avantages évidents que les moteurs à collecteur présentent par rapport aux moteurs asynchrones ont stimulé leur élaboration dès le début du développement de la construction électromécanique. Dans la période de 1880 à 1925 on a vu apparaître de nombreux types variés de moteurs à collecteur à courant alternatif monophasés et triphasés et de convertisseurs de fréquence à collecteur. Une grande contribution à la mise au point des machines à collecteur à courant alternatif a été apportée par Thomson, Gerges, Richter, Latour, Déri, Scherbius et d'autres savants dans nombre de pays. En U.R.S.S., les recherches en vue de perfectionner des machines à collecteur à courant alternatif ont été entreprises aux années 20. Shenfer, Kostenko, Zavalichin et autres savants soviétiques se sont occupés de ce problème. Malgré une grande attention qui a été portée à leur développement, les machines à collecteur à courant alternatif ne trouvent que des applications peu nombreuses pour les actionnements industriels à courant triphasé et monophasé.

En U.R.S.S., les moteurs à collecteur à courant alternatif ne sont utilisés que pour des actionnements industriels de petite puissance en courant monophasé. Une si petite extension de ces moteurs s'explique par leurs inconvénients dont les principaux sont les suivants:

1) la puissance et la plage de réglage de la vitesse de ces moteurs sont limitées par les conditions de commutation;

2) leur constitution est plus compliquée que celle des moteurs asynchrones et des moteurs à courant continu, ce qui rend moins aisée leur utilisation et diminue la sécurité de fonctionnement;

3) le coût des moteurs triphasés à collecteur est de 1,5 à 2 fois celui des moteurs à courant continu et de 3 à 5 fois celui des moteurs asynchrones à cage d'écureuil.

Pour plusieurs raisons, à partir des années 30, la part des moteurs à collecteur à courant alternatif (excepté les micromoteurs monophasés à collecteur) dans les actionnements industriels diminue constamment. Grâce à un large emploi de condensateurs statiques, de moteurs synchrones et de compensateurs synchrones, le problème d'amélioration du facteur de puissance par l'utilisation de moteurs à collecteur à courant continu a perdu son actualité. La mise au point de redresseurs à semi-conducteurs commandés et non commandés a rendu possible un emploi de plus en plus large de moteurs à courant continu qui permettent le réglage de la vitesse de rotation dans des limites plus larges et offrent une meilleure sécurité de fonctionnement que les moteurs à collecteur à courant alternatif. On utilisera sans doute de plus en plus largement le réglage de la vitesse des moteurs asynchrones et synchrones par alimentation sous fréquence variable à l'aide de convertisseurs de fréquence à semi-conducteurs. Ces derniers sont en train de remplacer aussi les convertisseurs de fréquence à collecteur. La tendance à la restriction du domaine d'emploi des moteurs à collecteur à courant alternatif se manifestera également dans l'avenir, aussi ne donnerons-nous dans les paragraphes qui suivent que des renseignements sur les moteurs de ce type les plus répandus.

§ 68-2. Conversion de fréquence à l'aide d'un commutateur mécanique

L'enroulement d'induit fermé connecté au collecteur est un enroulement polyphasé couplé en polygone. Une tension de fréquence f_1 peut être obtenue dans l'enroulement d'induit d'une machine à collecteur par l'un de deux procédés: 1) par conduction et 2) par induction.

Dans le premier cas (fig. 68-1, *a*), l'enroulement est alimenté depuis le réseau à courant alternatif par l'intermédiaire des bagues collectrices connectées aux points K_1, K_2, K_3; la fréquence et la tension dans les phases de l'enroulement (f_1, U_{1m}) sont imposées dans ces conditions par le réseau.

Dans le second cas, les bagues collectrices n'existent pas et la tension est induite dans les phases de l'enroulement par un champ

magnétique qui tourne par rapport à l'enroulement à une vitesse angulaire électrique ω_1. Les tensions dans les phases de l'enroulement et leur fréquence se déterminent par les paramètres du champ : $f_1 = \omega_1/(2\pi)$; $U_{1m} = \omega_1\Psi_{1m}$, où Ψ_{1m} est la valeur maximale du flux couplé avec une phase de l'enroulement.

Le phénomène de conversion de la fréquence f_1 dans l'enroulement en fréquence f_b aux balais, qui nous intéresse, étant indépendant du

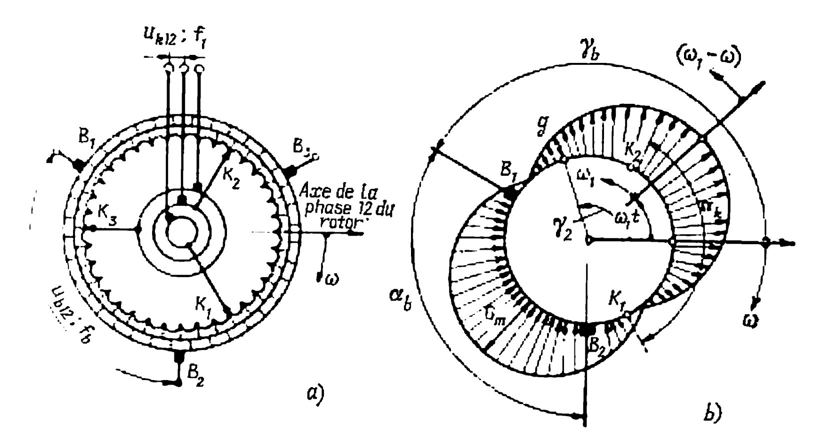


Fig. 68-1. Conversion de fréquence à l'aide d'un commutateur mécanique.

mode d'obtention de la tension, proposons-nous de l'examiner dans un convertisseur de fréquence à collecteur.

Un tel convertisseur triphasé est représenté schématiquement par la figure 68-1, *a*. Il comporte un stator et un rotor muni d'un enroulement d'induit fermé connecté au collecteur et à trois bagues d'alimentation. Dans sa version la plus simple, le stator est constitué par une armature magnétique annulaire qui ne porte aucun enroulement. L'entrefer entre le stator et le rotor est rendu minimal pour réduire le courant magnétisant. Sur la proposition de Scherbius, le stator peut être supprimé et le rotor peut se réaliser avec des encoches fermées aménagées à une grande profondeur sous sa surface extérieure. Dans un tel cas, l'armature du rotor est constituée en quelque sorte de deux culasses, intérieure et extérieure, liées entre elles par les dents magnétiques et dont les intervalles sont occupés par les conducteurs des enroulements. Etant donné que les lignes du champ magnétique se ferment en totalité à travers des tôles d'acier et ne rencontrent sur leur trajet aucun intervalle non magnétique, le courant magnétisant est dans cette dernière version très faible. L'enroulement rotorique triphasé est connecté à l'aide des bagues K_1, K_2, K_3 au réseau de fréquence f_1. Entre les bagues de la phase *12* s'applique la tension $u_{k12} = U_{1m} \cos \omega_1 t$, où $\omega_1 = 2\pi f_1$; les courants qui en résultent engendrent un champ magnétique tournant à la vitesse angulaire électrique ω_1. Si l'on ne tient compte que du premier har-

monique du champ tournant, les f.é.m. induites dans les sections distinctes de l'enroulement fermé et les tensions qui les compensent seront à répartition harmonique sur la circonférence. Ce qui vient d'être dit s'applique également à la répartition sur l'enroulement de la tension spécifique par unité d'angle électrique par laquelle on entend le rapport de la tension instantanée ∂u dans un élément d'enroulement à l'angle $\partial\gamma_2$ occupé par cet élément:

$$g = \frac{\partial u}{\partial \gamma_2} \quad (t = \text{constant}).$$

La répartition de la tension spécifique par unité d'angle sur la circonférence du modèle bipolaire est elle aussi harmonique

$$g = G_m \cos(\gamma_2 - \omega_1 t), \tag{68-1}$$

où G_m est l'amplitude de la tension par unité d'angle.

La figure 68-1, *b* montre la répartition de la tension spécifique g à un instant t où l'axe de l'onde de g est tourné d'un angle $\omega_1 t$ par rapport à l'axe de la phase *12* du rotor (on suppose qu'à l'instant $t = 0$ ces axes sont confondus et la tension de la phase *12* est maximale).

Pour déterminer la relation entre la tension u_{k12} aux bagues et la tension u_{b12} aux balais, exprimons ces tensions par la tension spécifique g. La tension aux bagues (fig. 68-1, *b*) se calcule en faisant la somme, pour t = constant, des tensions des éléments d'enroulement $du = g d\gamma_2$ compris entre les points K_1 et K_2, c'est-à-dire dans l'intervalle d'angles de $\gamma_2 = -\alpha_k/2$ à $\gamma_2 = +\alpha_k/2$, où α_k est l'angle électrique occupé par une phase de l'enroulement:

$$\underset{(t=\text{constant})}{u_{k12}} = \int_{-\alpha_k/2}^{\alpha_k/2} g\, d\gamma_2 = U_{1m} \cos \omega_1 t, \tag{68-2}$$

où $U_{1m} = 2G_m \sin(\alpha_k/2)$.

La tension aux balais (fig. 68-1, *b*) se détermine en faisant la somme, pour t = constant, des tensions $du = g\, d\gamma_2$ des éléments d'enroulement compris entre les balais B_1 et B_2, c'est-à-dire dans l'intervalle d'angles de $\gamma_2 = \gamma_b$ à $\gamma_2 = \gamma_b + \alpha_b$, où α_b est l'angle électrique entre deux balais voisins; $\gamma_b = \gamma_{b0} + \omega t$ est l'angle électrique entre le balai B_1 et l'axe du rotor tournant à la vitesse angulaire électrique ω dans le sens opposé à l'onde des tensions spécifiques g; γ_{b0} est l'angle entre le balai B_1 et l'axe du rotor à l'instant $t = 0$. La tension aux balais a pour valeur

$$\underset{(t=\text{constant})}{u_{b12}} = \int_{\gamma_b}^{\gamma_b+\alpha_b} g\, d\gamma_2 = U_{bm} \cos[\alpha_b/2 + \gamma_{b0} - (\omega_1 - \omega)\, t], \tag{68-3}$$

où $U_{bm} = 2G_m \sin\frac{\alpha_b}{2}$.

Si, à l'instant $t = 0$, l'axe du rotor se place au milieu entre les balais considérés et $\gamma_{b0} = -\alpha_b/2$, alors $u_{b12} = U_{bm} \cos(\omega_1 - \omega)\, t$. En se servant de (68-2), il n'est pas difficile d'exprimer l'amplitude de la tension spécifique par l'amplitude de la tension aux bagues

$$G_m = U_{1m} \Big/ \left(2 \sin \frac{\alpha_k}{2}\right), \qquad (68\text{-}4)$$

où $\alpha_k = 2\pi/m_K$; m_k est le nombre de phases du côté bagues.

En comparant les deux relations (68-2) et (68-3), on peut écrire la relation entre les amplitudes des tensions aux balais et aux bagues

$$U_{bm}/U_{1m} = \sin \frac{\alpha_b}{2} \Big/ \sin \frac{\alpha_k}{2}, \qquad (68\text{-}5)$$

où $\alpha_b = 2\pi/m_b$; m_b est le nombre de phases du côté balais.

Dans le cas particulier le plus fréquent où $m_b = m_K$, $\alpha_k = \alpha_b$, les amplitudes des tensions aux bagues et aux balais sont identiques: $U_{bm} = U_{1m}$. Ainsi qu'il ressort de l'expression (68-3), la pulsation ω_b de la tension aux balais est égale à la vitesse angulaire électrique du déplacement de l'onde des tensions spécifiques ou du champ tournant par rapport aux balais

$$\omega_b = \omega_1 - \omega = \omega_1 s, \qquad (68\text{-}6)$$

où $s = (\omega_1 - \omega)/\omega_1$ est le glissement de l'onde des tensions spécifiques du champ tournant par rapport aux balais.

En passant à une relation analogue entre les fréquences des tensions $f_b = sf_1$, on constate que l'expression pour la fréquence dans le circuit connecté aux balais est exactement la même que celle pour la fréquence f_2 dans l'enroulement secondaire d'un moteur asynchrone. Cela signifie que le convertisseur de fréquence à collecteur peut être utilisé comme source de f.é.m. additionnelle E_Δ à la fréquence de glissement qui est introduite dans le circuit de l'enroulement secondaire d'une machine asynchrone pour régler $\cos \varphi$ et la vitesse angulaire ω du rotor. De ce qui précède nous pouvons conclure qu'une telle f.é.m. de réglage E_Δ peut être obtenue aux balais qui frottent sur le collecteur de l'enroulement d'induit dans lequel le champ magnétique tournant induit une f.é.m. de pulsation ω_1. Quant au champ magnétique tournant à la vitesse ω_1 nécessaire à la production de la f.é.m., il peut être créé tant par l'enroulement considéré grâce au courant magnétisant provenant du côté des balais que par tout autre enroulement polyphasé (dans ce dernier cas la liaison entre l'enroulement d'induit et le réseau, à travers les bagues, n'existe pas).

§ 68-3. Moteurs triphasés à collecteur

1. Moteur triphasé dérivation à collecteur à alimentation par le rotor.— Le moteur de ce type a été inventé vers 1910 par Schrage et, indépendamment de lui, par Riehter. L'enroulement primaire *1* de ce moteur (fig. 68-2) est logé dans les encoches de l'armature du rotor et représente un enroulement triphasé ordinaire couplé en étoile ou en triangle, dont les extrémités aboutissent aux

bagues. L'enroulement primaire est alimenté à travers le contact balais-bagues depuis un réseau de tension U_1 et de fréquence f_1. Dans les mêmes encoches est placé l'enroulement d'induit fermé *3* relié au collecteur. L'enroulement secondaire *2* du moteur est logé dans les encoches de l'armature du stator et représente un enroulement triphasé symétrique. Les extrémités des phases de l'enroulement secondaire sont connectées à deux systèmes de balais (a, b) frottant sur le collecteur de l'enroulement d'induit.

Les balais du système a sont reliés aux entrées des phases A_2, B_2, C_2 de l'enroulement secondaire et les balais du système b aux sorties de ces phases. Les balais de chacun des systèmes (a ou b) sont montés sur une couronne distincte avec un décalage d'un angle électrique de $2\pi/3$. Un dispositif mécanique spécial permet de tourner les couronnes en modifiant ainsi la distance angulaire α_{ab} entre les balais a et b.

Fig. 68-2. Moteur triphasé dérivation à collecteur à alimentation par le rotor.

Le réglage de la vitesse de rotation du moteur s'obtient par l'insertion dans les phases de l'enroulement secondaire d'une f.é.m. additionnelle E_Δ à la fréquence de glissement $f_2 = sf_1$ (v. § 45-6). La f.é.m. E_Δ est induite par le champ magnétique Φ dans les sections de l'enroulement d'induit *3* comprises entre les balais a et b. Comme le champ magnétique Φ engendré par les courants de l'enroulement primaire *1* tourne à la vitesse angulaire $\Omega_1 = \omega_1/p$, où $\omega_1 = 2\pi f_1$, la f.é.m. additionnelle E_Δ induite dans les sections de l'enroulement *3* varie à la même fréquence f_1. Après la transformation à l'aide d'une commutation mécanique (v. § 68-2) dans la phase de l'enroulement secondaire reliée aux balais a et b est introduite une f.é.m. E_Δ de fréquence $f_b = sf_1 = f_2$, où $s = (\Omega_1 - \Omega)/\Omega_1$ est le glissement du champ par rapport aux balais ou à l'enroulement secondaire; Ω est la vitesse angulaire du rotor.

La valeur efficace de la f.é.m. additionnelle E_Δ est proportionnelle au nombre de spires w_3 de l'enroulement *3* comprises entre les balais a et b et au coefficient d'enroulement correspondant $E_\Delta \sim w_3k_{e3}$, où $w_3 = w\alpha_{ab}/(2\pi)$, $k_{e3} = \sin(\alpha_{ab}/2)/(\alpha_{ab}/2)$; w est le nombre total de spires de l'enroulement d'induit; la valeur efficace de la f.é.m. E_2 induite, pour $s = 1$, par le même champ est proportionnelle au nombre de spires w_2 d'une phase de l'enroulement secondaire et au coefficient d'enroulement correspondant k_{e2}, $E_2 \sim w_2k_{e2}$. Par conséquent le rapport des f.é.m. E_Δ et E_2 ne dépend que de la distance angulaire entre les balais

$$k_\Delta = E_\Delta/E_2 = \frac{w}{\pi w_2 k_{e2}} \sin(\alpha_{ab}/2). \qquad (68\text{-}7)$$

L'angle entre la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ et la f.é.m. $\dot{E}_2$ induite dans une phase de l'enroulement secondaire pour $s = 1$ dépend de la position des balais a et b par rapport aux axes des phases A_2, B_2, C_2 de l'enroulement secondaire. La figure 68-3, a montre la position des balais pour laquelle une f.é.m. $\dot{E}_\Delta = (k'_\Delta + jk''_\Delta)\dot{E}_2 = k_\Delta e^{j\gamma}\dot{E}_2$, qui fait croître le glissement, est introduite dans l'enroulement secondaire. A cet effet il faut décaler le balai a par rapport à l'axe de la phase A_2 de l'enroulement secondaire d'un angle $\alpha_a > 0$ dans le sens de rotation et le balai b d'un angle $\alpha_b < 0$ dans le sens opposé à la rotation. Si les balais sont

placés symétriquement par rapport à l'axe de la phase A_2 (position figurée en traits interrompus), l'axe A_3 de l'enroulement d'induit compris entre les balais *a* et *b* se confond avec l'axe A_2. Dans cette position, la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ est en opposition de phase avec la f.é.m. $\dot{E}_2$ ($\gamma = \pi$; $k'_\Delta < 0$), ce qui conduit à une augmentation du glissement. Pour améliorer le $\cos \varphi_1$ du moteur (v. § 45-6), la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ doit comporter une composante $\dot{E}''_\Delta = jk''_\Delta \dot{E}_2$ en avance sur $\dot{E}_2$, ce qui est obtenu

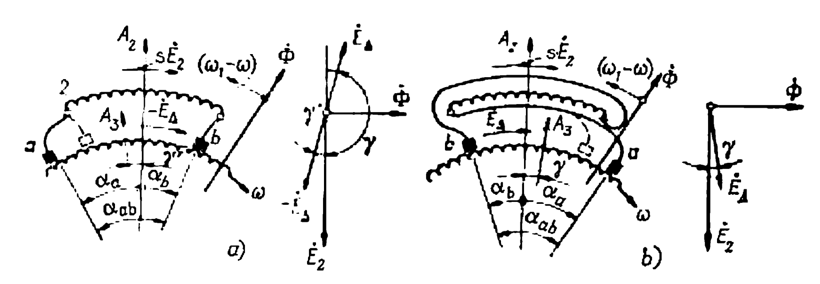


Fig. 68-3. Influence de la position des balais sur la f.é.m. additionnelle $\dot{E}_\Delta$.

pour $|\alpha_a| > |\alpha_b|$. Dans ce cas l'angle entre les axes A_2 et A_3 est égal à $\gamma' = (\alpha_a + \alpha_b)/2$, la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ avance sur $\dot{E}_2$ d'un angle $\gamma = \pi - \gamma'$ et $k'_\Delta = k_\Delta \cos\gamma < 0$, $k''_\Delta = k_\Delta \sin\gamma > 0$.

La position des balais pour laquelle l'introduction dans l'enroulement secondaire de la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ diminue le glissement *s* est montrée à la figure 68-3, *b*. Dans ce cas il faut prendre $\alpha_a < 0$, $\alpha_b > 0$. Si les balais sont placés symétriquement (comme il est indiqué en traits interrompus), l'axe A_3 se confond avec l'axe A_2. Dans ces conditions la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ est en phase avec $\dot{E}_2$ ($\gamma = 0$, $k'_\Delta > 0$), ce qui conduit à une diminution du glissement (v. § 45-6). Pour améliorer le $\cos\varphi_1$ il faut prendre $|\alpha_a| > |\alpha_b|$. Dans ce cas, l'angle entre les axes A_2 et A_3 est $\gamma = \frac{|\alpha_a| - |\alpha_b|}{2}$ et la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ avance sur $\dot{E}_2$ de l'angle γ et $k'_\Delta = k_\Delta \cos\gamma > 0$, $k''_\Delta = k_\Delta \sin\gamma > 0$.

Pour la description des phénomènes électromagnétiques inhérents au fonctionnement de ce moteur on peut se servir des équations de la machine asynchrone (40-17), (41-4), (41-13) et (41-24). Ce faisant, il convient d'introduire dans le circuit de l'enroulement secondaire la f.é.m. additionnelle $\dot{E}_\Delta$ et de tenir compte de la f.m.m. additionnelle $\dot{F}_3$ produite par le courant $\dot{I}_2$ dans l'enroulement d'induit, cette f.m.m. pouvant être aisément exprimée par la f.m.m. $\dot{F}_2$ de l'enroulement secondaire : $\dot{F}_3 = \dot{F}_2 (k'_\Delta + jk''_\Delta) = \dot{F}_2 k_\Delta e^{j\gamma}$. Respectivement, comme résistance R_2 et réactance X_2 de l'enroulement secondaire, on doit prendre la somme de la résistance R_{20} et de la réactance X_{20} d'une phase de l'enroulement secondaire d'une part et de la résistance R_3 et de la réactance X_3 que présentent les spires de l'enroulement *3* comprises entre les balais *a* et *b* d'autre part :

$$R_2 = R_{20} + R_3; \quad X_2 = X_{20} + X_3,$$

où

$$R_3 = R_{20} \frac{w_3}{w_2} \frac{q_2}{q_3}; \quad X_3 = X_2 \left(\frac{w_3}{w_2}\right)^2 \frac{\Lambda_{\sigma 3} Z_2}{\Lambda_{\sigma 2} Z_3};$$

q_2, q_3 sont les sections des conducteurs des enroulements *3* et *2* ;
$\Lambda_{\sigma 2}$, $\Lambda_{\sigma 3}$, les coefficients de conductivité de dispersion des enroulements *2* et *3* par encoche ;

Z_2, Z_3, les nombres d'encoches du stator et du rotor;
w_3, voir plus haut.

En laissant inchangées les équations donnant $\dot{U}_1$ et $\dot{E}_1 = \dot{E}'_2$, on obtient le système d'équations suivant:

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + (R_1 + jX_1)\dot{I}_1; \tag{68-8}$$

$$-\dot{E}_1 = -\dot{E}'_2 = (R_0 + jX_0)\dot{I}_0; \tag{68-9}$$

$$\dot{F}_1 = \dot{F}_0 - \dot{F}_2 - \dot{F}_3 \quad \text{ou} \quad \dot{I}_1 = \dot{I}_0 - \dot{I}'_2(1 + k'_\Delta + jk''_\Delta); \tag{68-10}$$

$$s\dot{E}'_2 + \dot{E}'_\Delta = (R'_2 + jX'_2)\dot{I}'_2 \quad \text{ou} \quad \dot{E}'_2 = (R'_\Delta + jX'_\Delta)\dot{I}'_2, \tag{68-11}$$

dans lesquelles

$$\left.\begin{aligned} R'_\Delta &= \frac{R'_2(s + k'_\Delta) + sk''_\Delta X'_2}{(s + k'_\Delta)^2 + (k''_\Delta)^2}; \\ X'_\Delta &= \frac{sX'_2(s + k'_\Delta) - k''_\Delta R'_2}{(s + k'_\Delta)^2 + (k''_\Delta)^2} \end{aligned}\right\} \tag{68-12}$$

sont la résistance et la réactance équivalentes du circuit secondaire du moteur Schrage-Richter.

En se donnant les valeurs de U_1, du glissement s et des angles α_a et α_b qui caractérisent la position des balais, on peut calculer à l'aide de ce système d'équations les courants, f.é.m., cos φ_1 et, en utilisant (41-32), le couple électromagnétique:

$$\dot{I}_1 = \dot{U}_1\left(\underline{Z}_1 + \frac{\underline{Z}_0\underline{Z}_{\Delta 3}}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_{\Delta 3}}\right)^{-1};$$

$$\dot{E}'_2 = \dot{E}_1 = -\dot{U}_1 + \underline{Z}_1\dot{I}_1; \qquad \dot{I}'_2 = \dot{E}'_2/\underline{Z}'_\Delta;$$

$$M = \frac{m_1}{\Omega_1}E'_2I'_2\cos\beta_2 = \frac{m_1}{2\Omega_1}(\dot{I}'_2\dot{E}'^*_2 + \dot{I}'^*_2\dot{E}'_2);$$

$$\cos\varphi_1 = (\dot{I}_1\dot{U}^*_1 + \dot{I}^*_1\dot{U}_1)/(2I_1U_1),$$

où

$$\underline{Z}_1 = R_1 + jX_1; \quad \underline{Z}'_\Delta = R'_\Delta + jX'_\Delta; \quad \underline{Z}_{\Delta 3} = \underline{Z}'_\Delta/(1 + k'_\Delta + jk''_\Delta).$$

En réitérant les calculs pour différentes valeurs du glissement, on peut construire une famille de caractéristiques mécaniques du moteur pour différentes positions des balais.

La figure 68-4 montre une famille de caractéristiques mécaniques d'un moteur dont la vitesse de rotation est réglable dans le rapport de 2,5 à 1. Pour toutes les courbes $k''_\Delta = 0$. Les valeurs de k'_Δ sont les suivantes: $k'_\Delta = +0{,}5$ (courbe *1*); $k'_\Delta = +0{,}25$ (courbe *2*); $k'_\Delta = 0$ (courbe *3*); $k'_\Delta = -0{,}2$ (courbe *4*); $k'_\Delta = -0{,}4$ (courbe *5*). Comme on le voit sur cette figure, les caractéristiques obtenues pour toutes les positions des balais sont shunt.

Les moteurs sont construits pour des puissances s'échelonnant de 1,5 à 150 kW et, dans certains cas, à 250 kW. Les limites normales de réglage de la vitesse de rotation s'étendent de 2: 1 à 4: 1. A la vitesse de synchronisme, cos φ_1 est le même que celui du moteur asynchrone ordinaire. Pour une vitesse supérieure au synchronisme, cos φ_1 s'améliore et peut s'élever à l'unité. A une vitesse inférieure à celle de synchronisme, on ne peut obtenir une valeur suffisamment élevée de cos φ_1 que par un déplacement asymétrique des balais (ce qui peut être réalisé seulement dans les moteurs à un seul sens de marche); le rendement est un peu moins bon que dans le moteur ordinaire à la vitesse de

synchronisme et à une vitesse supérieure au synchronisme (apparition des pertes par frottement des balais et augmentation des pertes magnétiques). A une vitesse inférieure au synchronisme, le rendement s'abaisse de façon notable.

Le démarrage peut s'effectuer sans rhéostat, par branchement direct sur le réseau d'alimentation. Dans les moteurs prévus pour un réglage de vitesse entre les limites normales, le couple au démarrage est 1,2 à 2 fois le couple normal. Le courant de démarrage est 1,5 à 2 fois le courant nominal.

En comparaison avec d'autres moteurs triphasés à collecteur, le moteur à alimentation par le rotor a pris la plus grande extension. Il trouve des applications pour des actionnements à un seul sens de marche, à réglage progressif, dans de très larges limites, de la vitesse de rotation: machines à impression, machines à papier, industrie textile, industrie du ciment.

2. Moteur triphasé dérivation à collecteur à alimentation par le stator. — Le schéma de principe de ce moteur est représenté sur la figure 68-5. La constitution de son stator est la même que dans un moteur asynchrone ordinaire. Son

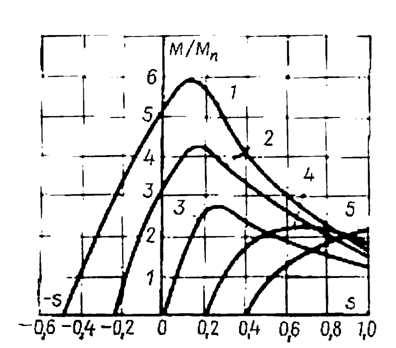


Fig. 68-4. Caractéristiques mécaniques du moteur Schrage-Richter.

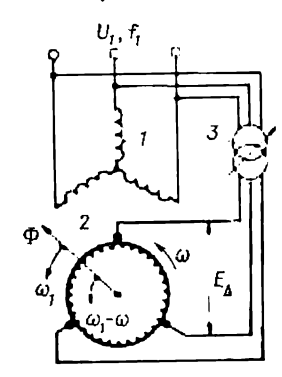


Fig. 68-5. Moteur triphasé dérivation à collecteur à alimentation par le stator.

enroulement triphasé *1*, alimenté par le réseau de U_1, f_1, est l'enroulement primaire du moteur. Le rôle de l'enroulement secondaire est joué par l'enroulement d'induit fermé *2* qui est logé dans les encoches de l'armature du rotor et relié au collecteur. La f.é.m. additionnelle E_Δ, nécessaire au réglage de la vitesse de rotation du moteur, est obtenue dans l'enroulement secondaire du dispositif de réglage *3* dont l'enroulement primaire est connecté en parallèle avec l'enroulement statorique.

La fréquence de la f.é.m. E_Δ agissant dans le circuit des balais est proportionnelle à la vitesse angulaire de déplacement de l'onde de tension ω_1 par rapport aux balais: $f_b = f_1 = \omega_1/(2\pi)$; la fréquence de la f.é.m. E_Δ dans l'enroulement rotorique est, après la conversion à l'aide du commutateur mécanique, proportionnelle à la vitesse angulaire de déplacement de l'onde de tension par rapport au rotor $f_2 = (\omega_1 - \omega)/(2\pi) = sf_1$ et coïncide avec la fréquence de la f.é.m. $s\dot{E}_2$ induite dans les phases de l'enroulement rotorique par le champ tournant (à la différence du moteur à alimentation par le rotor examiné au § 68-2, le rotor tourne ici dans le même sens que l'onde de tension). Comme dispositif *3* de réglage de la f.é.m. E_Δ sans modifier sa phase, on utilise des transformateurs à tension secondaire réglable ou des régulateurs à induction doubles. S'il faut modifier le déphasage entre la f.é.m. E_Δ et la f.é.m. E_2 on a recours au déplacement des balais.

La puissance électrique absorbée par l'enroulement statorique au réseau est transmise, déduction faite des pertes, par le champ tournant au rotor. Une fraction de cette puissance, proportionnelle à $1 - s$, se transforme en puissance

mécanique développée par le moteur et le reste, proportionnel au glissement s, est renvoyé, déduction faite des pertes dans le rotor, au réseau par l'intermédiaire du dispositif de réglage. Pour une vitesse supérieure à la vitesse de synchronisme, lorsque $s < 0$ et $1 - s > 1$, la puissance mécanique sur l'arbre est plus grande que la puissance électromagnétique transmise au rotor par le champ magnétique. La puissance en défaut, dont la valeur est proportionnelle au glissement $|s|$, est fournie au rotor par le réseau à travers le dispositif de réglage. Par conséquent, le dispositif de réglage et le commutateur mécanique doivent être calculés pour la puissance transmise pour le glissement maximal $|s_{max}|$, c'est-à-dire pour la puissance $m_1 E_{\Delta max} I_{2n} \sim |s_{max}| P_{1n}$.

Etant donné que, pour une position déterminée des organes de réglage du dispositif *3*, la f.é.m. additionnelle E_Δ ne dépend pas de la charge et se trouve dans une relation déterminée avec la f.é.m. E_2 [c'est-à-dire que $\dot{E}_\Delta = (k'_\Delta + jk''_\Delta)\dot{E}_2$, où k'_Δ = constant, k''_Δ = constant], les caractéristiques du moteur considéré sont analogues à celles du moteur Schrage-Richter. Lorsque $E_\Delta = 0$ et les balais sont en court-circuit, ce moteur fonctionne comme un moteur asynchrone ordinaire. L'absence de bagues dans le circuit de l'enroulement primaire permet de construire les moteurs à alimentation par le stator pour une tension élevée. Le plus souvent la puissance du moteur ne dépasse pas 150 ou 200 kW bien qu'on construise aussi des moteurs dont la puissance s'élève à 1500 kW.

3. **Moteur triphasé série à collecteur.** — Son schéma de principe est représenté sur la figure 68-6. Il ne diffère d'un moteur shunt que par la connexion de l'enroulement rotorique en série avec l'enroulement statorique par l'intermédiaire d'un commutateur mécanique. Parfois, pour réduire la tension, on insère entre les enroulements rotorique et statorique un transformateur abaisseur calculé pour la puissance introduite dans le rotor pour le réglage de la vitesse de rotation. La tension $\dot{U}$ du réseau de fréquence f_1 se répartit entre les phases du rotor et du stator connectées en série: la tension $\dot{U}_1$ s'applique à une phase du stator et la tension $\dot{E}_\Delta$ à une phase équivalente du rotor. Après la conversion à l'aide du commutateur mécanique, la f.é.m. E_Δ, dont la fréquence devient égale à la fréquence de glissement $f_2 = sf_1$, est utilisée pour le réglage de la vitesse de rotation. Pourtant, à la différence des moteurs shunt, la f.é.m. E_Δ subit à U = constante une variation importante avec la charge du moteur, ce qui s'explique par une nouvelle répartition de la tension U entre les phases mises en série du rotor et du stator. Il en résulte une brusque croissance du glissement s lorsque la charge augmente et les caractéristiques mécaniques du moteur rappellent celles d'un moteur série à courant continu. L'allure des caractéristiques dépend de l'angle électrique α entre les axes des phases connectées en série du rotor et du stator qui est à son tour fonction de la position des balais sur le collecteur. Lorsque l'angle $\alpha = 0$ ou 180°, les axes des champs magnétiques produits par les enroulements du stator et du rotor coïncident, de sorte que le couple électromagnétique s'exerçant sur le rotor est nul. En appliquant la règle des trois doigts de la main gauche aux conducteurs de l'enroulement rotorique, il est aisé de s'assurer que les forces électromagnétiques exercées sur le rotor dépendent du sens de déplacement des balais par rapport aux axes des phases du stator. Si les balais sont déplacés dans le sens de rotation, les forces électromagnétiques mettent le rotor en rotation dans le sens opposé à la rotation du champ; si les balais sont décalés dans le sens inverse, les forces électromagnéti-

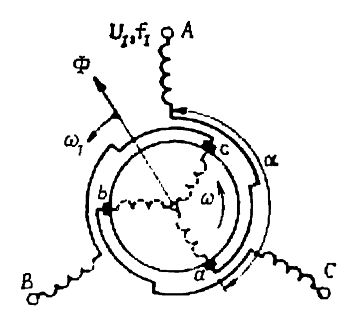


Fig. 68-6. Moteur triphasé série à collecteur.

ques s'exercent sur le rotor dans le sens de rotation du champ. Dans ce dernier cas, le rotor tourne dans le sens du champ de sorte que la fréquence de renversement du flux dans le rotor et la f.é.m. de transformation induite dans les sections en commutation diminuent. C'est pourquoi les balais sont généralement déplacés dans le sens opposé à la rotation d'un angle $\alpha = 130$ à $160°$.

La vitesse de rotation du moteur est réglée en modifiant la position des balais à l'aide d'un mécanisme de rotation des balais. Le moteur série n'a pris qu'une extension relativement petite et surtout dans le domaine des actionnements caractérisés par une variation importante du couple en fonction de la vitesse de rotation (ventilateurs, pompes centrifuges, etc.). Les limites de réglage de la vitesse de rotation du moteur peuvent atteindre 4 : 1.

4. Particularités de la commutation des moteurs triphasés à collecteur. — Lorsque le rotor d'un moteur triphasé à collecteur tourne, les sections de l'enroulement d'induit passent d'une phase dans l'autre. Pendant la durée d'un tel passage, elles sont court-circuitées par les balais et le courant qui les parcourt subit une variation d'une quantité égale à la différence des valeurs instantanées des courants dans les phases voisines. Dans le moteur Schrage-Richter qui comporte deux jeux de balais la section passe, au cours de la commutation, de la zone occupée par une phase dans une zone non parcourue par un courant (ou inversement) et le courant dans cette section subit une variation de la valeur instantanée du courant dans la phase considérée. Ainsi, dans le cas général, le courant subit au cours de la commutation une variation d'une quantité égale à la valeur instantanée du courant traversant le balai considéré. Cette variation du courant dans la section en commutation a pour effet d'induire une même f.é.m. de réactance e_r que dans les machines à courant continu (v. § 64-11). Cette f.é.m. vaut la somme de la f.é.m. d'auto-induction et de la f.é.m. d'induction mutuelle de la section en commutation, elle ne diffère de la f.é.m. de réactance produite dans les machines à courant continu que par sa proportionnalité au courant qui traverse le balai à l'instant de commutation. Or, en plus de la f.é.m. de réactance, les sections en commutation dans les moteurs triphasés à collecteur sont encore le siège d'une f.é.m. e_t induite que l'on appelle f.é.m. de transformation. L'apparition de cette f.é.m. dans les machines triphasées à collecteur est liée à une variation du flux principal tournant couplé avec la section en commutation. La f.é.m. de transformation est proportionnelle à la vitesse de déplacement du champ par rapport à la section et ne dépend pas du courant traversant le balai. Dans les moteurs à alimentation par le rotor, la f.é.m. e_t est indépendante de la vitesse de rotation du moteur. Dans les moteurs à alimentation par le stator, la f.é.m. de transformation diminue au fur et à mesure que la vitesse angulaire du rotor s'approche de la vitesse angulaire du champ.

Les charges électromagnétiques et les puissances maximales de ces moteurs sont limitées surtout par l'apparition dans la section en commutation d'une f.é.m. de transformation et l'impossibilité de la compenser (les moteurs triphasés à collecteur ne comportent pas de pôles auxiliaires).

§ 68-4. Connexions en cascade d'un moteur asynchrone, de machines à collecteur et de convertisseurs statiques de fréquence

Les couplages en cascade d'un moteur asynchrone avec des machines à collecteur ou avec des convertisseurs statiques de fréquence sont employés pour le réglage de la vitesse de rotation et du facteur de puissance de ce moteur. Il existe aussi des montages en cascade destinés uniquement au réglage du facteur de puissance. A l'aide de la machine à collecteur ou du convertisseur statique de fréquence on insère dans le rotor de la machine asynchrone une f.é.m. additionnelle à la fréquence de glissement E_Δ appelée f.é.m. de réglage. L'effet obtenu par l'insertion d'une telle f.é.m. a été analysé dans le détail au § 45-6. Pour le réglage de la vitesse de rotation, la f.é.m. $\dot{E}_\Delta$ doit comporter une composante

$\dot{E}'_{\Delta}$ en phase ou en opposition de phase avec la f.é.m. sE_2; pour le réglage du facteur de puissance, elle doit avoir une composante $\dot{E}''_{\Delta}$ déphasée de $\pi/2$ en avant sur la f.é.m. E_2.

Suivant le mode de récupération de la puissance active de réglage $P_{\Delta} = m_2 E_{\Delta} I_2 \cos \beta_{\Delta}$ fournie par le rotor du moteur asynchrone à la machine à collecteur (ou au convertisseur statique), on distingue deux types principaux de cascades destinées au réglage de la vitesse de rotation: la cascade électrique et la cascade électromécanique.

Dans la *cascade électrique* (fig. 68-7, *a*), la puissance de réglage P_{Δ} du moteur asynchrone *MA* est restituée ou absorbée par son rotor au réseau par l'intermédiaire d'un convertisseur tournant ou statique de fréquence *CF*. Dans une telle cascade *la puissance mécanique du moteur asynchrone*

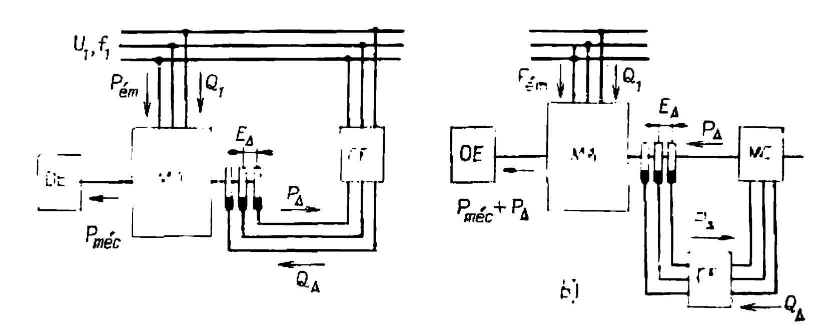


Fig. 68-7. Cascades électrique (*a*) et électromécanique (*b*) de la machine asynchrone.

$$P_{\text{méc}} = P_{\text{ém}} - P_{\text{él. 2}} \pm P_{\Delta} = P_{\text{ém}} \left(1 - \frac{P_{\text{él. 2}} \mp P_{\Delta}}{P_{\text{ém}}}\right) = P_{\text{ém}} (1 - s)$$

est inférieure à la puissance électromagnétique d'une quantité égale à la puissance $P_{\text{él.2}} \mp P_{\Delta} = sP_{\text{ém}}$ *qui se dégage sous forme de pertes électriques* $P_{\text{él.2}}$ *dans le circuit rotorique et est restituée au réseau sous forme de la puissance* $P_{\Delta} = sP_{\text{ém}} - P_{\text{él.2}}$.

Lorsque la vitesse du rotor est supérieure à la vitesse de synchronisme, c'est-à-dire pour $s < 0$, la puissance mécanique du moteur asynchrone est plus grande que la puissance électromagnétique $P_{\text{méc}} > P_{\text{ém}}$. Dans ce cas, la puissance manquante P_{Δ} est fournie au rotor du moteur asynchrone par le réseau à travers le convertisseur de fréquence. Simultanément avec le réglage de la vitesse, la cascade électrique peut assurer le réglage du facteur de puissance. Dans ce cas, une fraction de la puissance réactive nécessaire à la production du champ magnétique dans le moteur est introduite par le convertisseur de fréquence sous la forme de la puissance Q_{Δ} dans l'enroulement rotorique du moteur. La puissance réactive étant plus petite lors de l'excitation par le rotor que par le stator (v. § 45-6), la puissance réactive globale s'abaisse toujours lorsqu'on introduit la puissance Q_{Δ} (si $|s| < 1$). Une forme particulière de la cascade électrique est représentée par la cascade destinée au réglage du seul facteur de puissance. On insère dans le rotor une puissance réactive Q_{Δ}, alors que la puissance active $P_{\Delta} = 0$.

Dans la *cascade électromécanique* (fig. 68-7, *b*), la puissance de réglage P_{Δ} du moteur asynchrone est transmise électriquement (par le convertisseur de fréquence *CF* ou directement) à la machine à collecteur *MC* dont le rotor est

accouplé mécaniquement avec le rotor du moteur asynchrone. Lorsque la vitesse de rotation est inférieure à la vitesse de synchronisme ($s > 0$), une partie de la puissance électromagnétique $P_{ém}$ représentée par $P_\Delta = sP_{ém} - P_{él.2}$ est transmise électriquement à la machine à collecteur qui la transforme en puissance mécanique, en fonctionnant comme un moteur. Si la vitesse de rotation est supérieure à celle du synchronisme ($s < 0$), la machine à collecteur fonctionne comme un générateur en absorbant la puissance mécanique disponible sur l'arbre du moteur principal et en la transformant en puissance électrique $|P_\Delta| = |s| P_{ém} + P_{él.2}$ qui est transmise au rotor du moteur asynchrone.

Quel que soit le régime de fonctionnement, la puissance mécanique transmise dans la cascade électromécanique à l'organe entraîné *OE* s'exprime finale-

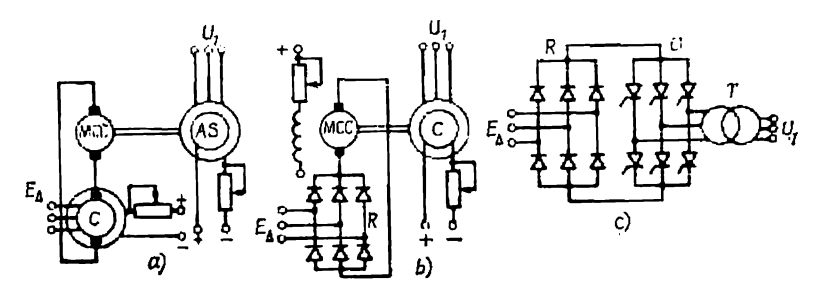


Fig. 68-8. Formes d'exécution possibles du convertisseur de fréquence dans les cascades électriques à étage intermédiaire à courant continu.

ment par la somme de la puissance mécanique $P_{méc} = P_{ém} - P_{él.2} - P_\Delta = P_{ém}(1 - s)$ développée par le moteur principal *MA* et de la puissance mécanique $P_\Delta = sP_{ém} - P_{él.2}$ fournie par la machine à collecteur *MC*. *La puissance mécanique totale de la cascade électromécanique est donc égale à la puissance électromagnétique diminuée des pertes* $P_{méc} + P_\Delta = P_{ém} - P_{él.2}$ (ici $P_\Delta > 0$ pour $s > 0$; les pertes dans la machine à collecteur sont négligées).

Le couple M_c de la cascade transmis par l'arbre à l'organe entraîné vaut la somme du couple M du moteur principal et du couple $M_\Delta = Ms/(1 - s)$ de la machine à collecteur: $M_c = M + M_\Delta$, où $M_\Delta > 0$ pour $s > 0$ lorsque la machine à collecteur fonctionne en moteur et $M_\Delta < 0$ pour $s < 0$ lorsque cette machine fonctionne en génératrice.

La figure 68-8 montre les formes d'exécution possibles du convertisseur de fréquence *CF* (v. fig. 68-7, *a*) utilisé dans les cascades électriques comportant un étage à courant continu intermédiaire. Dans ces cascades, le courant de fréquence de glissement f_2 traversant l'enroulement rotorique est converti d'abord en courant continu et ensuite en courant alternatif de fréquence f_1 envoyé au réseau. La figure 68-8, *a* représente le schéma de la conversion de fréquence dans la cascade électrique Scherbius. Dans cette cascade, le courant et la f.é.m. E_Δ de fréquence f_2 sont convertis en courant continu et en f.é.m. continue à l'aide d'une commutatrice *C* dont les bagues sont reliées à l'enroulement rotorique du moteur asynchrone. Le deuxième stade de conversion est effectué par un groupe à vitesse constante comprenant une machine à courant continu *MCC* alimentée depuis l'induit de la commutatrice *C* et un alternateur synchrone *AS* branché sur le réseau de fréquence f_1.

Etant donné que pour de faibles valeurs du glissement ($s < 0,1$) la marche de la commutatrice devient instable, la cascade considérée ne permet le réglage de la vitesse de rotation qu'au-dessous de la vitesse de synchronisme dans les limites de 0,9 à 0,5 Ω_1 environ. La puissance de réglage P_Δ est absorbée par la commutatrice qui fonctionne du côté bagues comme un moteur. Cette puissance est transmise à la machine à courant continu qui entraîne l'alternateur synchrone.

Ce dernier récupère la puissance P_Δ (diminuée des pertes de conversion) au réseau de fréquence f_1.

La vitesse du moteur asynchrone est réglée par l'action sur le courant d'excitation de la machine à courant continu. Des limites de réglage sensiblement plus larges (jusqu'à 10 : 1) peuvent être obtenues si, au lieu de la commutatrice, on fait usage d'un groupe constitué par un moteur synchrone et une génératrice à courant continu. Une telle cascade est dite *asynchrone-synchrone*. La puissance de réglage n'y dépend pas des possibilités de la commutatrice et n'est limitée que par la puissance maximale des machines à courant continu, ce qui permet de construire une cascade asynchrone-synchrone avec le moteur principal d'une puissance jusqu'à 30 000 kW et des limites de réglage de 8 : 1 (dans une telle cascade les machines à courant continu sont à double induit).

Au fur et à mesure du développement de la technique des semi-conducteurs de puissance, les convertisseurs tournants de fréquence sont supplantés de plus

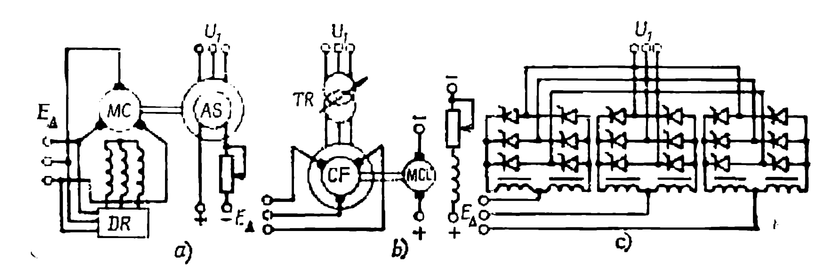


Fig. 68-9. Formes d'exécution possibles du convertisseur de fréquence dans les cascades électriques à couplage direct.

en plus par les convertisseurs statiques. Dans la *cascade électrique tournante-statique* dont le convertisseur de fréquence est représenté schématiquement sur la figure 68-8, *b*, la commutatrice est remplacée par le pont de redresseurs *R* constitué de soupapes à semi-conducteurs (ou ioniques) non commandées. La conversion du courant continu en courant alternatif de fréquence f_1 se fait exactement de la même manière que dans la cascade Scherbius. Le pas suivant dans la mise en pratique des dispositifs à semi-conducteurs a été le remplacement du groupe à vitesse constante (machine à courant continu + alternateur synchrone) par l'onduleur *O* constitué de soupapes à semi-conducteurs (ou ioniques) commandées, montées en pont. Les premiers travaux d'étude de cette cascade ont été effectués au cours des années 30 par Boutaev et Ettinguer (en U.R.S.S.) et Alexanderson et Willis (aux Etats-Unis). Le schéma de principe du convertisseur de fréquence utilisé dans une telle cascade et comprenant un redresseur *R*, un onduleur *O* et un transformateur d'adaptation de réseau *T* est représenté sur la figure 68-8, *c*.

En plus des cascades électriques à étage à courant continu intermédiaire qui sont les plus répandus, on utilise également des *cascades électriques à couplage direct* (fig. 68-9) dans lesquelles le courant de fréquence de glissement f_2 traversant l'enroulement rotorique du moteur asynchrone est converti directement en courant de fréquence f_1 du réseau. Les formes d'exécution possibles des convertisseurs de fréquence *CF* (v. fig. 68-7, *a*) dans les cascades électriques à couplage direct sont montrées sur les figures 68-9, *a* et *b*. Dans la cascade réalisée selon le schéma de la figure 68-9, *a*, la conversion est obtenue à l'aide d'un moteur triphasé dérivation à collecteur *MC* (v. § 68-3) alimenté par le courant de fréquence f_2 depuis l'enroulement rotorique du moteur asynchrone. En absorbant la puissance de réglage P_Δ, ce moteur entraîne (à vitesse constante) l'alternateur synchrone *AS* branché sur le réseau de fréquence f_1. Le réglage de la vitesse de rotation se fait par l'action sur la f.é.m. additionnelle E_Δ induite dans l'enroulement rotorique du moteur triphasé à collecteur *MC*, ce qui est obtenu par variation de son courant d'excitation à l'aide d'un dispositif de réglage *DR*. Dans

la cascade considérée, la vitesse de rotation ne peut être réglée qu'en dessous du synchronisme parce que pour $s = 0$ la machine à collecteur perd son excitation. La vitesse de rotation ne doit pas être inférieure à 0,7 de la vitesse de synchronisme, car pour des valeurs plus faibles la fréquence aux balais de la machine à collecteur sera supérieure à 15 Hz, fréquence inadmissible d'après les conditions de commutation. Le montage de la figure 68-9, *b* qui utilise un convertisseur mécanique de fréquence *CF* (v. § 68-2) permet de réglage de la vitesse aussi bien en dessous qu'en dessus du synchronisme parce que la f.é.m. additionnelle de fréquence de glissement n'est pas imposée par le transformateur de réglage *TR* et ne dépend pas du glissement du moteur principal. La puissance de réglage P_Δ est envoyée depuis le rotor du moteur asynchrone directement au réseau à travers le convertisseur de fréquence et le transformateur de réglage.

Le moteur à courant continu *MCC* qui entraîne le rotor du convertisseur de fréquence est calculé seulement pour les pertes dans le convertisseur de fré-

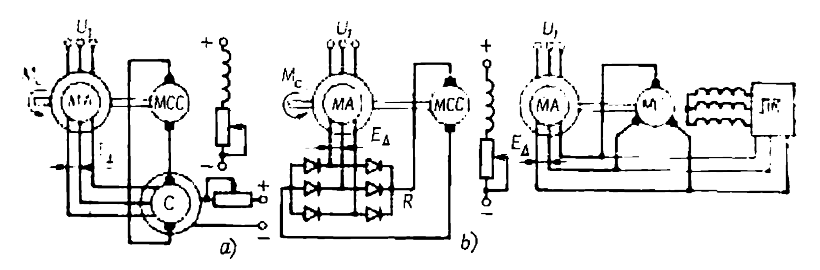


Fig. 68-10. Formes d'exécution possibles du convertisseur de fréquence dans les cascades électromécaniques.

quence. A l'aide du moteur à courant continu, la vitesse du rotor du convertisseur de fréquence est réglée à une valeur pour laquelle la fréquence de la f.é.m. entre ses balais est égale à la fréquence de glissement du moteur asynchrone. D'après les conditions de commutation du convertisseur de fréquence la vitesse de rotation de la cascade peut être réglée dans les limites de 0,75 à 1,25 de la vitesse de synchronisme.

L'état actuel de la technique des semi-conducteurs de puissance permet de réaliser le convertisseur de fréquence utilisé dans la cascade électrique à couplage direct sous la forme entièrement statique. Le schéma de principe d'un tel *convertisseur statique de fréquence*, étudié en détail dans les travaux de Zavalichin, Ettinger et autres, est représenté sur la figure 68-9, *c*.

Le convertisseur réversible réalisé selon le montage en opposition-parallèle se compose de trois unités monophasées constituées par des soupapes à semi-conducteurs commandées (thyristors). En appliquant à son entrée une tension de fréquence f_1, on obtient à la sortie du convertisseur une tension E_Δ de fréquence f_2. Le convertisseur est commandé par les signaux de déblocage des soupapes en provenance de l'unité de commande. Le réglage de la fréquence f_2 de la tension de sortie s'obtient par modification du nombre de demi-ondes de la tension d'entrée contenue dans une demi-onde de la tension de sortie. Le réglage de la tension de sortie E_Δ est effectué en faisant varier les angles de passage des soupapes.

La cascade comportant un convertisseur statique réversible permet de faire varier la vitesse de rotation aussi bien en dessous qu'en dessus de la fréquence de synchronisme. Pourtant, pour assurer la stabilité de fonctionnement à des vitesses hypersynchrones, on doit prendre des mesures spéciales.

Les exécutions possibles des cascades électromécaniques sont montrées sur la figure 68-10. Les cascades électromécaniques selon le schéma de la figure 68-10, *b* peuvent être réalisées avec un étage à courant continu intermédiaire (fig. 68-10, *a* et *b*) ou sans un tel étage, c'est-à-dire à couplage direct (fig. 68-10, *c*).

Dans les *cascades électromécaniques comportant un étage à courant continu intermédiaire* (fig. 68-7, *a* et *b*), la puissance de réglage P_Δ est renvoyée à l'arbre du moteur asynchrone *MA* à l'aide du moteur à courant continu *MCC* qui est alimenté depuis l'enroulement rotorique du moteur asynchrone par l'intermédiaire du convertisseur de fréquence *CF*. Le convertisseur de fréquence remplit dans ce cas les fonctions d'un redresseur qui convertit le courant et la f.é.m. E_Δ de fréquence f_2 en courant continu et en f.é.m. continue.

La *cascade électromécanique Krämer* dont le schéma de principe est représenté à la figure 68-10, *a* le rôle du redresseur est joué par la commutatrice *C*. Ce montage présente donc tous les défauts qui caractérisent la cascade Scherbius (v. plus haut): variation de vitesse seulement en dessous du synchronisme, marche instable de la commutatrice pour $s < 0{,}1$, limitations de puissance. Pour toutes ces raisons, dans les cascades électromécaniques, on utilise au lieu de la commutatrice un groupe comprenant un moteur synchrone et une génératrice à courant continu. Une telle cascade électromécanique est dite *asynchrone-synchrone*. Dans la *cascade électromécanique statique-tournante* dont le schéma de principe est représenté sur la figure 68-10, *b*, le courant de fréquence f_2 est redressé par le pont *R* constitué de soupapes à semi-conducteurs non commandées.

Une des formes d'exécution possibles de la *cascade électromécanique à couplage direct* est montrée à la figure 68-10, *c*. Dans ces cascades, le convertisseur de fréquence n'est pas utilisé et comme moteur qui réalise la puissance de glissement P_Δ on fait usage d'un moteur à collecteur à courant alternatif *MC* (dans la version considérée c'est un moteur triphasé dérivation à collecteur, v. § 68-3). Dans le moteur triphasé à collecteur la fréquence de la f.é.m. E_Δ entre les balais du moteur est égale à la fréquence f_2 du courant qui parcourt son enroulement d'excitation. On peut donc l'utiliser pour insérer dans l'enroulement rotorique du moteur asynchrone une f.é.m. E_Δ de fréquence de glissement. Cette f.é.m. et donc le glissement du moteur asynchrone principal peuvent être modifiés à l'aide du dispositif de réglage *DR*. Pour les mêmes raisons que dans la cascade électrique à moteur à collecteur, le réglage de la vitesse de rotation dans le montage considéré ne peut être effectué qu'en dessous du synchronisme (les vitesses supérieures au synchronisme peuvent être obtenues si l'enroulement d'excitation du moteur à collecteur à courant alternatif est alimenté par une source indépendante de fréquence de glissement). Du fait des restrictions imposées par les conditions de commutation, la puissance de la machine à collecteur utilisée dans la cascade ne doit pas dépasser 150 ou 200 kW et celle de la cascade (en cas de variation de la vitesse jusqu'à 0,7 de la vitesse de synchronisme) ne doit pas être supérieure à 450 ou 600 kW.

De nos jours les cascades électromécaniques sont remplacées presque complètement par les cascades statiques-tournantes et les cascades statiques qui peuvent être construites pour toutes les puissances et toutes les limites de réglage et offrent d'autres avantages.

§ 68-5. Moteurs monophasés à collecteur

La constitution des moteurs monophasés à collecteur rappelle celle des moteurs à courant continu. Le rotor de ces moteurs porte un enroulement d'induit fermé relié au collecteur. L'armature du stator peut être à pôles saillants ou à pôles lisses. Pour réduire les pertes magnétiques, elle est faite d'un empilage de tôles d'acier magnétique isolées. Dans les encoches du stator est logé un enroulement monophasé hétéropolaire, concentré ou réparti.

Dans les moteurs série monophasés à collecteur les enroulements statorique et rotorique sont reliés entre eux électriquement en série (v. fig. 68-12) ; dans les moteurs à répulsion qui sont des moteurs d'induction monophasés, il n'existe entre les enroulements statorique et rotorique qu'un couplage par transformateur (v. fig. 68-15).

a) PARTICULARITÉS DES PHÉNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS LES MOTEURS MONOPHASÉS

1. Forces électromotrices dans l'enroulement rotorique.— Le flux magnétique alternatif Φ d'induction mutuelle engendré par les courants alternatifs qui parcourent les enroulements du moteur monophasé peut être décomposé en deux composantes: un flux longitudinal Φ_d et un flux transversal Φ_q (fig. 68-11). Lorsque le rotor tourne dans le champ longitudinal, une *f.é.m. dynamique* e_{dyn} est induite entre les balais du moteur. La valeur de cette f.é.m. est proportionnelle à la valeur instantanée du flux longitudinal Φ_d. Si le flux Φ_d varie dans le temps sinusoïdalement à la fréquence f_Φ, la f.é.m. e_{dyn} variera elle aussi selon la loi sinusoïdale en phase (marche en générateur) ou en opposition de phase (marche en moteur) avec le flux Φ_d. Sa valeur instantanée peut se calculer à l'aide de la formule obtenue pour la machine à courant continu (§ 64-5). En étendant cette formule sur la valeur maximale $E_{\text{dyn}\,m}$ de la f.é.m. dynamique et ayant en vue que $E_{\text{dyn}\,m} = \sqrt{2}E_{\text{dyn}}$, on trouve la valeur efficace de cette f.é.m.

$$E_{\text{dyn}} = c_0\Omega\Phi_{dm}/\sqrt{2} = 2\sqrt{2}\,fw\Phi_{dm}, \qquad (68\text{-}13)$$

où Φ_{dm} est la valeur maximale du flux longitudinal;
$f = p\Omega/(2\pi)$, la fréquence de rotation du rotor;
Ω, la vitesse angulaire du rotor.

De plus, dans la voie en parallèle de l'enroulement rotorique connectée entre les balais sera induite une f.é.m. e_{tr} dite *statique* ou *de transformation*. Cette f.é.m. est produite par suite de la variation à la fréquence f_Φ du flux transversal Φ_q et est de même nature que la f.é.m. induite dans l'enroulement secondaire d'un transformateur. La valeur efficace de cette f.é.m. a pour expression

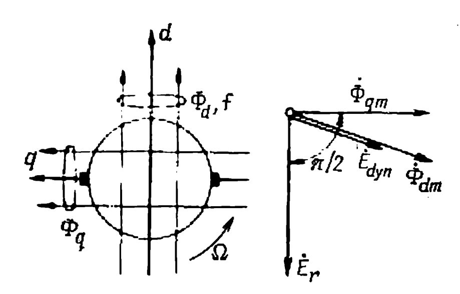


Fig. 68-11. Forces électromotrices induites dans l'enroulement rotorique d'un moteur monophasé à collecteur.

$$E_{\text{tr}} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f_\Phi k_e w\Phi_{qm} = 2\sqrt{2}\,f_\Phi w\Phi_{qm}. \qquad (68\text{-}14)$$

Dans cette formule, Φ_{qm} est la valeur maximale du flux transversal; $k_e = k_r k_d \approx 2/\pi$ est le coefficient d'enroulement (v. § 64-5).

La f.é.m. de transformation est indépendante de la vitesse de rotation du rotor et déphasée en arrière de $\pi/2$ sur le flux Φ_{qm}.

2. Couple électromagnétique. — La valeur instantanée du couple moteur électromagnétique qui s'exerce sur le rotor du moteur monophasé peut se calculer à l'aide de la formule obtenue pour la machine à courant continu (v. § 64-6):

$$M = c_0 i\Phi_d,$$

où $i = I_m \cos\omega_\Phi t$ est la valeur instantanée du courant du rotor;
$\Phi_d = \Phi_{dm}\cos(\omega_\Phi t - \beta)$, la valeur instantanée du flux longitudinal.

En exprimant le couple instantané en fonction du temps

$$M = \frac{c_0 I_m \Phi_{dm}}{2}[\cos(2\omega_\Phi t - \beta) + \cos\beta],$$

on constate qu'il comporte une composante constante proportionnelle à $\cos\beta$ et une composante variable proportionnelle à $\cos(2\omega_\Phi t - \beta)$ qui varie à double fréquence $2f_\Phi = 2\omega_\Phi/(2\pi)$. Le couple moyen M_{moy} s'obtient par intégration du

couple instantané M sur l'étendue de la période $T = 1/f_\Phi = 2\pi/\omega_\Phi$

$$M_{\text{moy}} = \frac{1}{T}\int_0^T M\,dt = \frac{c_0 I_m \Phi_{dm}}{2}\cos\beta. \qquad (68\text{-}15)$$

Les phénomènes de transformation électromécanique de l'énergie dans le moteur monophasé sont liés à ce couple. Il est facile d'exprimer la puissance électromagnétique que le moteur convertit en puissance mécanique

$$P_{\text{ém}} = P_{\text{méc}} = M_{\text{moy}}\,\Omega = E_{\text{dyn}} I \cos\beta, \qquad (68\text{-}16)$$

où $E_{\text{dyn}} = c_0\Omega\Phi_{dm}/\sqrt{2}$ est la valeur efficace de la f.é.m. dynamique;
$I = I_m/\sqrt{2}$, la valeur efficace du courant d'induit.

Ainsi qu'il ressort de l'expression (68-16), *la puissance électromagnétique et la transformation électromécanique de l'énergie dans une machine monophasée ne sont liées qu'à la f.é.m. dynamique.*

3. Commutation. — Les sections en commutation de l'enroulement rotorique du moteur monophasé à collecteur, de même que celles des moteurs triphasés à collecteur, sont le siège de trois f.é.m. de nature différente : une f.é.m. (tension) de réactance, une f.é.m. dynamique et une f.é.m. de transformation. La tension de réactance liée à la variation du courant dans la section en commutation est proportionnelle au courant instantané dans le rotor et à la vitesse de rotation ; c'est une f.é.m. alternative E_r qui varie en phase avec le courant du rotor. La force électromotrice dynamique $E_{\text{dyn.c}}$ est induite dans la section en commutation lorsqu'elle se déplace dans le champ transversal; $E_{\text{dyn.c}}$ est proportionnelle elle aussi à la vitesse de rotation et au courant dans le rotor et représente une f.é.m. alternative variant en phase avec le courant du rotor. La f.é.m. de transformation $E_{\text{tr.c}}$ est induite dans la section en commutation par suite de la variation du flux longitudinal Φ_d à la fréquence du réseau f_Φ ; la valeur efficace de cette f.é.m. est proportionnelle au flux Φ_d et à la fréquence du réseau f_Φ ; elle est déphasée en arrière de $\pi/2$ sur ce flux. La f.é.m. de transformation $E_{\text{tr.c}}$ rend la commutation du courant des moteurs monophasés à collecteur manifestement moins bonne que celle des moteurs à courant continu.

b) MOTEUR SÉRIE MONOPHASÉ À COLLECTEUR

Ce moteur est représenté schématiquement sur la figure 68-12. D'après sa constitution il ne diffère que très peu du moteur série à courant continu. Son

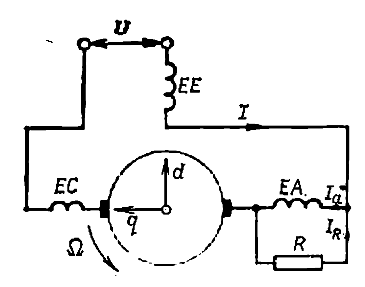


Fig. 68-12. Schéma de principe d'un moteur série monophasé à collecteur.

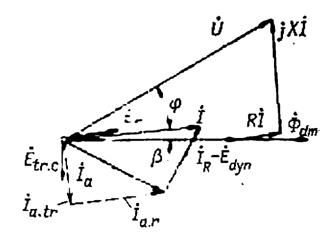


Fig. 68-13. Diagramme d'un moteur série monophasé à collecteur.

stator porte, en plus de l'enroulement d'excitation EE connecté en série avec l'enroulement rotorique, encore deux enroulements connectés également en série avec le rotor : un enroulement EA des pôles auxiliaires et un enroulement de compensation EC.

Le courant I du moteur se détermine à partir de l'équation des tensions

$$\dot{U} = -\dot{E}_{\text{dyn}} + R\dot{I} + jX\dot{I},$$

dans laquelle R et X sont la résistance et la réactance inductive des enroulements rotorique, d'excitation, de compensation et de pôles auxiliaires connectés en série (grâce à l'effet compensateur des enroulements EC et EA, la réactance X est inférieure à celle de l'enroulement rotorique).

A cette équation correspond le diagramme des tensions représenté à la figure 68-13. Puisque le flux longitudinal Φ_{dm} créé par le courant I dans l'enroulement d'excitation est, dans une machine non saturée, proportionnel au courant I, on peut commodément exprimer la f.é.m. dynamique (68-13) par le courant I sous la forme suivante: $\dot{E}_{\text{dyn}} = -\Omega_* r_\Omega \dot{I}$, où r_Ω est un facteur de proportionnalité qui se détermine à l'aide de la caractéristique de magnétisation et est une fonction du courant (si la caractéristique de magnétisation est linéarisée, on a r_Ω = constant); $\Omega_* = \Omega/\Omega_\Phi$, la vitesse angulaire relative; $\Omega_\Phi = 2\pi f_\Phi/p$, la vitesse angulaire de base ayant le sens de la vitesse angulaire de synchronisme à la fréquence du réseau.

En confrontant les équations de $\dot{U}$ et de $\dot{E}_{\text{dyn}}$ on obtient pour le courant du moteur

$$I = |\dot{I}| = \left| \frac{\dot{U}}{R + r_\Omega \Omega_* + jX} \right| = \frac{U}{\sqrt{(R + r_\Omega \Omega_*)^2 + X^2}}.$$

Le couple électromagnétique du moteur s'exprime commodément par la puissance électromagnétique (68-16):

$$M_{\text{moy}} = \frac{P_{\text{ém}}}{\Omega} = \frac{E_{\text{dyn}} I \cos\beta}{\Omega} = \frac{U^2 r_\Omega}{\Omega_\Phi [(R + r_\Omega \Omega_*)^2 + X^2]}.$$

Une famille de caractéristiques mécaniques du moteur construites à l'aide de cette équation est montrée sur la figure 68-14. On voit que ce sont des caractéristiques série identiques à celles d'un moteur série à courant continu. Le réglage de la vitesse de rotation du moteur peut être obtenu dans de larges limites par l'action sur la tension d'alimentation au moyen d'un transformateur de réglage. On inverse le sens de rotation en changeant le sens du courant dans l'enroulement d'excitation.

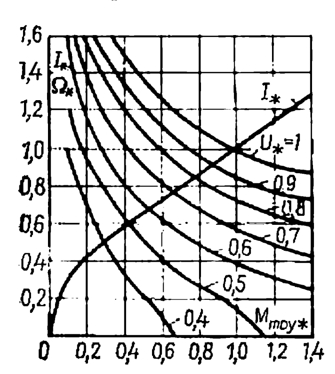


Fig. 68-14. Caractéristiques mécaniques d'un moteur série monophasé à collecteur.

Les gros moteurs série monophasés n'ont trouvé l'application qu'en traction électrique. Pour améliorer la commutation, on utilise pour leur alimentation un courant alternatif de fréquence réduite ($16^2/_3$ ou 25 Hz). Afin d'obtenir aux balais une tension admissible d'après les conditions de commutation (300 V à 25 Hz et 500 V à $16^2/_3$ Hz), les moteurs sont branchés sur la ligne de prise de courant sous tension de 10 à 25 kV par l'intermédiaire d'un transformateur abaisseur. Les moteurs monophasés de traction se caractérisent par des valeurs élevées du rendement et du facteur de puissance ($\eta \approx 0{,}9$ et $\cos\varphi = 0{,}96$ à $0{,}97$ à $16^2/_3$ Hz) et par de bonnes qualités de démarrage (lorsque la tension diminue jusqu'à 40 à 50 % U_n, le couple au décollage et le courant de décollage sont voisins de leurs valeurs nominales). La puissance des moteurs de traction atteint 2500 kW.

Cependant, ces dernières années les moteurs monophasés de traction sont de plus en plus remplacés dans les chemins de fer électrifiés par les moteurs à

courant continu alimentés depuis les lignes de prise de courant alternatif à 50 Hz par l'intermédiaire des redresseurs à semi-conducteurs.

Les moteurs monophasés de petite puissance (jusqu'à 0,5 kW) sont largement utilisés pour l'entraînement de machines à grande vitesse (jusqu'à 30 000 tr/mn) réglable (aspirateurs, cireuses, machines à coudre, perceuses électriques, etc.).

Les moteurs série de faible puissance (quelques dizaines de watts) sont souvent prévus pour être alimentés tant par le réseau à courant alternatif (50 Hz) que par celui à courant continu. Ils sont connus sous le nom de *moteurs universels*. L'enroulement d'excitation d'un moteur universel possède une prise supplémentaire qui permet, lors de l'alimentation du moteur depuis le réseau alternatif, de mettre hors circuit une partie de l'enroulement, de réduire son réactance et donc d'obtenir la même vitesse de rotation que lors du fonctionnement sur réseau continu.

c) MOTEURS À RÉPULSION (MOTEURS MONOPHASÉS À COLLECTEUR À COUPLAGE INDUCTIF ENTRE LES ENROULEMENTS STATORIQUE ET ROTORIQUE)

A la différence des moteurs série monophasés, dans les moteurs de ce type les enroulements statorique et rotorique ne sont pas en contact électrique. Un moteur de ce type ayant deux enroulements statoriques connectés en série dont l'un produit un champ longitudinal Φ_d et l'autre un champ transversal Φ_q a été proposé par Atkinson. Dans ce moteur, les balais sont mis en court-circuit et le courant prend naissance dans l'enroulement rotorique sous l'action de la f.é.m. de transformation (68-14) E_{tr} induite par la variation à la fréquence f_Φ du flux transversal Φ_q.

Sur la proposition d'Arnold, les deux enroulements statoriques orientés le long des axes longitudinal et transversal du rotor ont été remplacés par un enroulement unique *1* (fig. 68-15). Le circuit de l'enroulement d'induit *2* est mis en court-circuit par connexion électrique entre les balais. A l'aide d'un dispositif spécial, les balais peuvent être calés en toute position par rapport à l'axe de l'enroulement statorique. Les moteurs de cette forme d'exécution ont pris une assez grande extension sous le nom de *moteurs à répulsion* ou de moteurs Thomson. Les moteurs à répulsion peuvent être branchés directement sur le réseau, leur démarrage et le réglage de la vitesse de rotation peuvent s'obtenir uniquement par déplacement des balais (sans emploi de dispositifs de réglage ou de démarrage extérieurs quelconques).

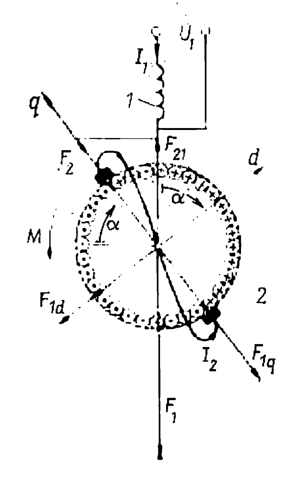


Fig. 68-15. Moteur à répulsion (moteur Thomson).

Les propriétés du moteur dépendent pour une large part de la position des balais qu'on convient de caractériser par l'angle α que l'axe de l'enroulement statorique fait avec l'axe longitudinal d (fig. 68-15). Décomposons la f.m.m. pulsatoire F_1 de l'enroulement statorique en deux composantes: $F_{1q} = F_1 \sin \alpha$ dirigée le long de l'axe q des balais et $F_{1d} = F_1 \cos \alpha$ orientée le long de l'axe d perpendiculaire à l'axe des balais. La f.m.m. F_{1q} induit dans l'enroulement du rotor immobile, de même que dans l'enroulement secondaire d'un transformateur, une f.é.m. de transformation E_{2tr} qui fait circuler un courant I_2 tendant à diminuer le champ transversal du stator. Ce courant engendre une f.m.m. F_2 opposée à F_{1q}. L'interaction entre le courant I_2 et le champ Φ_d produit par la composante longitudinale F_{1d} de la f.m.m. du stator crée un couple électromagnétique (68-15) $M = (c_0 I_2 \Phi_d \cos \beta)/\sqrt{2}$ qui est toujours dirigé dans le sens opposé à celui de déplacement des balais depuis la position

de $\alpha = 0$. Puisque pour $\alpha = 0$ on a le courant $I_2 = 0$, le flux $\Phi_d = \Phi_{d\,max}$, alors que pour $\alpha = 90°$ on a au contraire $\Phi_d = 0$ et $I_2 = I_{2\,max}$, le couple au décollage s'annule pour $\alpha = 0$ et pour $\alpha = 90°$. Le couple de démarrage prend sa valeur maximale pour $\alpha = 75$ à $80°$. Dès que le rotor se met en rotation sous l'action du couple M, son enroulement devient le siège, en plus de la f.é.m. statique E_{2tr}, encore de la f.é.m. dynamique E_{2dyn}. Aussi, le régime établi du moteur en marche se décrit-il par les équations des tensions suivantes:

$$\dot{U}_1 - \dot{I}_1\underline{Z}_1 = -\dot{E}_{1tr}\,; \tag{68-17}$$

$$\dot{E}'_{2\,tr} + \dot{E}'_{2\,dyn} = \dot{I}'_2\underline{Z}'_2. \tag{68-18}$$

Dans ces conditions, la f.é.m. statique ramenée $\dot{E}'_{2tr}$ (68-14) est induite dans l'enroulement rotorique par suite de la pulsation, à la fréquence f_Φ, du flux transversal résultant Φ_q produit par la f.m.m. transversale résultante $\dot{F}_{1q} + \dot{F}_2 = \dot{F}_1 \sin\alpha + \dot{F}_2 \sim \dot{I}_1 \sin\alpha + \dot{I}'_2$, on a donc

$$\dot{E}'_{2\,tr} = -j2\sqrt{2} f_\Phi w \dot{\Phi}_q = -j\,(I_1 \sin\alpha + \dot{I}'_2) X_0, \tag{68-19}$$

où X_0 est la réactance d'induction mutuelle entre les enroulements statorique et rotorique ramenée à l'enroulement du stator.

La f.é.m. statique $\dot{E}_{1tr}$ est induite dans l'enroulement statorique par suite de la pulsation de la f.m.m. résultante dirigée le long de l'axe de l'enroulement $\dot{F}_1 + \dot{F}_{21} = \dot{F}_1 + \dot{F}_2 \sin\alpha \sim \dot{I}_1 + \dot{I}'_2 \sin\alpha$, si bien qu'on peut écrire

$$\dot{E}_{1tr} = -j\,(I_1 \sin\alpha + \dot{I}'_2)\,X_0. \tag{68-20}$$

La f.é.m. dynamique ramenée E'_{2dyn} est développée dans l'enroulement rotorique lorsque le rotor se déplace à la vitesse angulaire Ω dans le champ transversal créé par la f.m.m. $\dot{F}_{1d} = \dot{F}_1 \cos\alpha \sim \dot{I}_1 \cos\alpha$. En se servant de (68-13), on trouve

$$\dot{E}'_{2\,dyn} = 2\sqrt{2} f w \dot{\Phi}_d = X_0 \Omega_* \dot{I}_1 \cos\alpha, \tag{68-21}$$

où $\Omega_* = \Omega/\Omega_\Phi$ est la vitesse angulaire relative;
$\Omega_\Phi = 2\pi f_\Phi/p$, la vitesse angulaire synchrone à la fréquence f_Φ.

En confrontant les expressions (68-17) à (68-21), on obtient

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_1 &= \dot{U}_1\,[\underline{Z}_1 + \underline{C}_0\,(\underline{Z}'_2 + \Omega_* X_0 \sin\alpha\cos\alpha + jX_0\cos^2\alpha)]\,; \\ \dot{I}'_2 &= -\dot{I}_1 \underline{C}_0\,(\sin\alpha + j\Omega_*\cos\alpha), \end{aligned}\right\} \tag{68-22}$$

où $\underline{C}_0 = X_0/(X_0 + \underline{Z}'_2)$ est un coefficient complexe.

Le couple moteur peut se calculer à l'aide de (68-15) et (68-16):

$$M_{moy} = (E'_{2\,dyn} I'_2 \cos\beta)/\Omega = \mathrm{Re}\,\dot{E}'_{2dyn}\,\dot{I}^{*\prime}_2/\Omega.$$

Les caractéristiques mécaniques du moteur à répulsion rappellent celles d'un moteur série monophasé. Au régime nominal, l'angle α est généralement compris entre 65 et 75°. La vitesse de rotation est réglable par le déplacement des balais dans les limites de $\Omega_* = 0{,}3$ à $1{,}1$. Il existe d'autres variantes du moteur à répulsion parmi lesquelles c'est le moteur Déri qui possède les meilleures caractéristiques de démarrage et de réglage. A la différence du moteur Thomson, il possède deux jeux de balais court-circuités (c'est-à-dire deux lignes de balais par paire de pôles). Les caractéristiques de fonctionnement de ce moteur sont analogues à celles du moteur Thomson. Pourtant, grâce à une meilleure commutation les moteurs Déri peuvent être construits pour une grande puissance (jusqu'à 200 kW à 50 Hz) et avoir les limites de réglage de Ω_* de 0 à 1,1.

SEPTIÈME PARTIE

PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES DANS LES MACHINES ÉLECTRIQUES

INTRODUCTION

Les phénomènes transitoires apparaissent lors du passage d'un régime établi à un autre régime établi. Ils ont pour origine les variations des tensions des réseaux électriques, des impédances des enroulements ou de la charge ainsi que du couple moteur extérieur appliqué à l'arbre de la machine. Les phénomènes transitoires peuvent être liés tant aux commutations effectuées au cours de l'exploitation normale qu'aux variations des tensions et des résistances à la suite des pannes telles que les courts-circuits sur les réseaux électriques ou dans les enroulements des machines.

Comme exemples de phénomènes transitoires d'exploitation, on peut indiquer ceux qui interviennent à l'enclenchement des moteurs asynchrones, au démarrage asynchrone des moteurs synchrones et lors de l'autosynchronisation des alternateurs synchrones.

Des exemples de phénomènes transitoires apparus à la suite des pannes sont fournis par des courts-circuits brusques, symétriques et asymétriques, des machines synchrones et asynchrones.

Les courants qui traversent les enroulements des machines dans les régimes transitoires atteignent des valeurs plusieurs fois supérieures aux valeurs nominales. Le couple électromagnétique et les forces électromagnétiques peuvent devenir eux aussi plusieurs fois plus grands qu'au régime nominal. Dans certains cas, des surtensions inadmissibles s'appliquent aux organes de la machine.

On distingue deux groupes de phénomènes transitoires: électromagnétiques et électromécaniques. Les phénomènes transitoires au cours desquels la vitesse de rotation de la machine peut être considérée comme constante sont dits électromagnétiques et les phénomènes transitoires liés à une variation substantielle de la vitesse de rotation et de l'énergie cinétique des parties tournantes de la machine sont dits électromécaniques.

La machine doit supporter sans dommage des phénomènes transitoires prévisibles. La théorie doit permettre de prévoir le déroule-

ment des phénomènes transitoires d'exploitation (par exemple, indiquer les conditions dans lesquelles le processus d'autosynchronisation conduit à l'accrochage de la machine). Un calcul, effectué à l'avance, d'un phénomène transitoire dû à une panne (par exemple, à un court-circuit brusque) doit fournir les données nécessaires au réglage des dispositifs de protection automatiques des machines électriques qui assurent leur débranchement du réseau. La théorie des phénomènes transitoires des machines électriques est très compliquée. Dans ce qui suit nous n'examinons que des questions principales de cette théorie relativement aux machines asynchrones et synchrones ordinaires. Nous utiliserons à cet effet les résultats obtenus dans la partie 2 « Questions générales de la théorie de la transformation électromécanique de l'énergie dans les machines électriques».

CHAPITRE 69

DESCRIPTION MATHÉMATIQUE DES PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES

§ 69-1. Ecriture des équations différentielles de la machine asynchrone en grandeurs simples

Un système complet d'équations d'un régime transitoire doit comprendre les équations différentielles des tensions des enroulements et les équations du mouvement des parties tournantes de la machine. A la fréquence industrielle de 50 Hz, les enroulements de la machine peuvent être considérés comme des circuits électriques à constantes localisées parce que la longueur de l'onde électromagnétique est dans ce cas très grande devant les dimensions linéaires des enroulements. Nous examinons ici une machine asynchrone dont le rotor et le stator portent des enroulements triphasés symétriques à p périodes. Le modèle bipolaire d'une telle machine est représenté sur la figure 69-1. L'enroulement statorique est branché sur le réseau à courant alternatif. L'enroulement rotorique est fermé sur des résistances. Nous supposons données les valeurs de toutes les grandeurs qui caractérisent le régime établi initial qui précède le phénomène transitoire: les valeurs instantanées des tensions et des courants dans les phases des enroulements ($u_{1A\,\Sigma}$, $u_{1B\,\Sigma}$, $u_{1C\,\Sigma}$, $u_{2a\,\Sigma}$, $u_{2b\,\Sigma}$, $u_{2c\,\Sigma}$, $i_{1A\,\Sigma}$, $i_{1B\,\Sigma}$, $i_{1C\,\Sigma}$, $i_{2a\,\Sigma}$, $i_{2b\,\Sigma}$, $i_{2c\,\Sigma}$) et la vitesse angulaire initiale Ω du rotor. Au régime initial, le couple électromagnétique M est compensé par le couple extérieur M_{ext} appliqué à l'arbre du rotor. L'accélération angulaire est nulle ($d\Omega/dt = 0$) et la vitesse angulaire initiale du rotor est constante (Ω = constante). Le phénomène transitoire prend naissance en cas d'une variation symétrique ou asymétrique des phases ou des amplitudes des tensions alternatives du réseau primaire qui alimente l'enroulement statorique (par exemple, en cas de variation des amplitudes des composantes symétriques

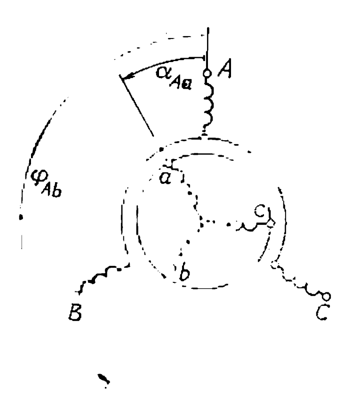


Fig. 69-1. Machine asynchrone à enroulements triphasés au stator et au rotor (modèle bipolaire).

de la tension directe $\sqrt{2}U_{11}$, inverse $\sqrt{2}U_{21}$ ou homopolaire $\sqrt{2}U_{01}$). Un tel phénomène se produit aussi en cas d'une brusque variation du couple extérieur M_{ext} qui entraîne un déséquilibre des couples, l'apparition d'une accélération et l'établissement d'une nouvelle valeur de la vitesse de rotation.

Pour déterminer les courants transitoires, on doit résoudre pour des conditions initiales données, le système d'équations différentielles traduisant les valeurs instantanées des tensions simples (de phase) de l'enroulement statorique

$$\left.\begin{aligned} u_{1A\Sigma} &= R_1 i_{1A\Sigma} + \frac{d\Psi_{1A\Sigma}}{dt}; \\ u_{1B\Sigma} &= R_1 i_{1B\Sigma} + \frac{d\Psi_{1B\Sigma}}{dt}; \\ u_{1C\Sigma} &= R_1 i_{1C\Sigma} + \frac{d\Psi_{1C\Sigma}}{dt} \end{aligned}\right\} \quad (69\text{-}1)$$

et les valeurs instantanées des tensions simples de l'enroulement rotorique

$$\left.\begin{aligned} u_{2a\Sigma} &= R_2 i_{2a\Sigma} + \frac{d\Psi_{2a\Sigma}}{dt}; \\ u_{2b\Sigma} &= R_2 i_{2b\Sigma} + \frac{d\Psi_{2b\Sigma}}{dt}; \\ u_{2c\Sigma} &= R_2 i_{2c\Sigma} + \frac{d\Psi_{2c\Sigma}}{dt}. \end{aligned}\right\} \quad (69\text{-}2)$$

Dans l'équation (69-2) on introduit les valeurs des grandeurs rotoriques ramenées à l'enroulement statorique (l'indice de réduction est généralement omis). Les grandeurs rotoriques sont ramenées à l'enroulement du stator en vue de simplifier les calculs ultérieurs. A cet effet, on utilise les formules obtenues au § 42-2.

Si le circuit magnétique de la machine n'est pas saturé, les flux magnétiques couplés avec les phases des enroulements statorique et rotorique s'expriment par les courants dans les phases et les inductances correspondantes, par exemple, on a pour la phase A du stator

$$\Psi_{1A\Sigma} = L_{AA\Sigma} i_{1A\Sigma} + L_{AB\Sigma} i_{1B\Sigma} + L_{AC\Sigma} i_{1C\Sigma} + L_{Aa} i_{2a\Sigma} + \\ + L_{Ab} i_{2b\Sigma} + L_{AC} i_{2c\Sigma} \quad (69\text{-}3)$$

et pour la phase a du rotor

$$\Psi_{2a\Sigma} = L_{aa\Sigma} i_{2a\Sigma} + L_{ab\Sigma} i_{2b\Sigma} + L_{ac\Sigma} i_{2c\Sigma} + L_{aA} i_{1A\Sigma} + \\ + L_{aB} i_{1B\Sigma} + L_{ac} i_{1C\Sigma}. \quad (69\text{-}4)$$

Les flux couplés avec les autres phases sont donnés par des formules analogues. Les équations pour les flux couplés font intervenir

(v. chap. 28) les inductances propres des phases

$$\left.\begin{aligned} L_{AA\Sigma} &= L_{AA\sigma} + L_{AA}, \\ L_{BB\Sigma} &= L_{BB\sigma} + L_{BB} \ \ldots, \\ L_{aa\Sigma} &= L_{aa\sigma} + L_{aa}, \\ L_{bb\Sigma} &= L_{bb\sigma} + L_{bb} \ \ldots, \end{aligned}\right\} \tag{69-5}$$

les inductances mutuelles entre les phases du stator

$$L_{AB\,\Sigma} = L_{AB\sigma} + L_{AB},$$
$$L_{AC\,\Sigma} = L_{AC\sigma} + L_{AC},$$

les inductances mutuelles entre les phases du rotor

$$L_{ab\,\Sigma} = L_{ab\sigma} + L_{ab},$$
$$L_{ac\,\Sigma} = L_{ac\sigma} + L_{ac}$$

et les inductances mutuelles entre les phases du rotor et du stator (L_{Aa}, L_{Ab}, L_{Ac}, L_{Ba}, L_{Bb}, L_{Bc}, . . .). Si l'on ne tient compte des harmoniques supérieurs du champ magnétique dans l'entrefer que pour le calcul des inductances propres et des inductances mutuelles de fuites ($L_{AA\sigma}$, $L_{AC\sigma}$, . . ., $L_{aa\sigma}$, $L_{ac\sigma}$, . . .), toutes les autres inductances propres et mutuelles (L_{AA}, L_{AB}, . . ., L_{aa}, L_{ab}, L_{Aa}, L_{Ab}, . . .) ne sont liées qu'aux premiers harmoniques du champ dans l'entrefer et peuvent se calculer à l'aide des formules donnant les inductances propres et mutuelles principales (chap. 28). Ayant en vue que toutes les grandeurs rotoriques doivent être ramenées à l'enroulement statorique, on introduit dans les formules, au lieu des paramètres de l'enroulement rotorique ceux de l'enroulement statorique (w_1 au lieu de w_2, k_{e1} au lieu de k_{e2}, m_1 au lieu de m_2) [1]. Après être ramenées à l'enroulement statorique, les inductances propres principales de toutes les phases deviennent identiques et indépendantes de la position angulaire du rotor

$$L_{AA} = L_{BB} = L_{CC} = L_{aa} = L_{bb} = L_{cc} = L_m;$$
$$L_m = \frac{4\mu_0}{p_\tau \pi^2} (w_1 k_{e1})^2 \frac{\tau l_\delta}{\delta k_\delta}, \tag{69-6}$$

où L_m est la valeur maximale de l'inductance mutuelle ramenée entre les phases du stator et du rotor.

Les inductances mutuelles principales des phases du stator

$$L_{AB} = L_{AC} = L_{BC} = -L_m/2 \tag{69-7}$$

et les inductances mutuelles des phases du rotor

$$L_{ab} = L_{ac} = L_{bc} = -L_m/2 \tag{69-8}$$

---

[1]) Ici et par la suite, le nombre de périodes est désigné par p_τ pour éviter toute confusion avec le symbole de l'opérateur de dérivation $p = d/dt$.

sont elles aussi égales et indépendantes de la position angulaire du rotor.

Seules les inductances mutuelles entre les phases du rotor et du stator dépendent de la position angulaire du rotor qui est caractérisée par l'angle γ que font entre eux les axes des phases A et a:

$$L_{Aa} = L_{Bb} = L_{Cc} = L_m \cos \alpha_{Aa};$$
$$L_{Ab} = L_{Bc} = L_{Ca} = L_m \cos \alpha_{Ab};$$
$$L_{Ac} = L_{Ba} = L_{Cb} = L_m \cos \alpha_{Ac},$$

et en général

$$L_{kn} = L_m \cos \alpha_{kn}, \qquad (69\text{-}9)$$

où α_{kn} sont les angles électriques entre les phases $k = A, B, C$ du stator et les phases $n = a, b, c$ du rotor, dont les valeurs sont les suivantes:

$$\alpha_{Aa} = \alpha_{Bb} = \alpha_{Cc} = \alpha = p_\tau \gamma;$$
$$\alpha_{Ab} = \alpha_{Bc} = \alpha_{Ca} = \alpha + 2\pi/3;$$
$$\alpha_{Ac} = \alpha_{Ba} = \alpha_{Cb} = \alpha + 4\pi/3.$$

Lorsque le rotor tourne à une vitesse constante, l'angle entre les phases A et a croît linéairement $\gamma = \gamma_0 + \Omega_0 t$, et dans le cas général on a

$$\gamma = \gamma_0 + \int_0^t \Omega \, dt. \qquad (69\text{-}10)$$

Pour tenir compte, s'il est nécessaire, de la variation de la vitesse angulaire du rotor, ces équations doivent être complétées par l'équation du mouvement du rotor

$$M + M_{\text{ext}} = J \frac{d\Omega}{dt}, \qquad (69\text{-}11)$$

dans laquelle J est le moment d'inertie du rotor de la machine [1]), et par l'équation de la vitesse angulaire du rotor

$$\Omega = \Omega_0 + \int_0^t \left(\frac{d\Omega}{dt} \right) dt. \qquad (69\text{-}12)$$

Dans les hypothèses simplificatrices adoptées, le couple électromagnétique intervenant dans l'équation (69-11) s'exprime par les dérivées des inductances propres des enroulements par rapport à l'angle γ et les courants de phase. Dans le cas général il peut se calculer par la formule (18-6) qui ne contient que les dérivées des inductances mutuelles entre l'une des phases du rotor et l'une des phases du

---

[1]) Le moment d'inertie du rotor est à calculer en prenant en considération l'influence des organes entraînés par la machine.

stator

$$M = \sum_{k=A,B,C} i_{1k\Sigma} \sum_{n=a,b,c} i_{2n\Sigma} \frac{dL_{kn}}{d\gamma}. \qquad (69\text{-}13)$$

Le système d'équations différentielles complété de (18-6) et (69-13) décrit entièrement les phénomènes transitoires dans une machine asynchrone triphasée, mais sa résolution directe est difficile pour deux raisons :

1) le système comporte un grand nombre d'inconnues (six phases du stator et du rotor) ;

2) il fait intervenir des inductances mutuelles périodiquement variables L_{Aa}, L_{Ab} et autres, de sorte que certains coefficients des dérivées des courants figurant dans les équations (69-1) et (69-2) sont à variation périodique en fonction du temps.

Pour simplifier la résolution du système d'équations de départ, on lui fait subir des transformations en remplaçant les grandeurs variables naturelles (courants, flux embrassés, tensions de phase) par d'autres grandeurs variables plus commodes à utiliser.

§ 69-2. Séparation des composantes homopolaires des grandeurs simples

Si les grandeurs simples comportent des composantes homopolaires, il convient de commencer par les séparer. Par exemple, si la somme des valeurs instantanées des courants simples n'est pas nulle

$$i_{1A\,\Sigma} + i_{1B\,\Sigma} + i_{1C\,\Sigma} \neq 0$$

et comporte un courant homopolaire

$$i_{01} = (i_{1A\,\Sigma} + i_{1B\,\Sigma} + i_{1C\,\Sigma})/3, \qquad (69\text{-}14)$$

ces courants doivent être représentés par les sommes de deux composantes : des courants homopolaires i_{10} dans chacune des phases et des courants

$$i_{1A} = i_{1A\Sigma} - i_{01}, \quad i_{1B} = i_{1B\Sigma} - i_{01}, \quad i_{1C\Sigma} = i_{1C} - i_{01},$$

qui ne comportent pas de courants homopolaires et dont la somme est nulle

$$i_{1A} + i_{1B} + i_{1C} = (i_{1A\,\Sigma} + i_{1B\,\Sigma} + i_{1C\,\Sigma}) - 3i_{01} = 0. \qquad (69\text{-}15)$$

En procédant exactement de la même manière, il faut représenter les tensions simples ($u_{1A\,\Sigma}$, $u_{1B\,\Sigma}$, . . .) et les flux embrassés ($\Psi_{1A\Sigma}$, $\Psi_{1B\,\Sigma}$, . . .) par les sommes des composantes homopolaires (u_{01}, Ψ_{01}) et des composantes ($u_{1A} = u_{1A\Sigma} - u_{01}$, . . ., $\Psi_{1A} = \Psi_{1A\,\Sigma} - \Psi_{10}$) dont la somme étendue à toutes les phases est nulle :

$$\left.\begin{aligned} u_{1A} + u_{1B} + u_{1C} = 0\,; \\ \Psi_{1A} + \Psi_{1B} + \Psi_{1C} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}16)$$

On procède de façon analogue avec les grandeurs rotoriques, en les représentant par les sommes des composantes homopolaires et des composantes qui ne comportent pas celles-ci:

$$\left.\begin{aligned} i_{2a\Sigma} &= i_{2a} + i_{02}\,; \quad i_{2b\Sigma} = i_{2b} + i_{02}\,\ldots\,; \\ u_{2a\Sigma} &= u_{2a} + u_{02}\,; \quad u_{2b\Sigma} = u_{2b} + u_{02}\,\ldots\,; \\ \Psi_{2a\Sigma} &= \Psi_{2a} + \Psi_{02}\,; \quad \Psi_{2b\Sigma} = \Psi_{2b} + \Psi_{02}\,\ldots, \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}17)$$

où $i_{2a} + i_{2b} + i_{2c} = 0$; $u_{2a} + u_{2b} + u_{2c} = 0$; $\Psi_{2a} + \Psi_{2b} + \Psi_{2c} = 0$.

Lorsque les grandeurs figurant dans le système d'équations (69-1), (69-2) sont exprimées par la somme des composantes indiquées ci-dessus, ce système se sépare en deux systèmes: un système pour les grandeurs simples qui ne comportent pas de grandeurs homopolaires

$$\left.\begin{aligned} u_{1A} &= R_1 i_{1A} + \frac{d\Psi_{1A}}{dt}\,; \quad u_{1B} = R_1 i_{1B} + \frac{d\Psi_{1B}}{dt}\,\ldots, \\ u_{2a} &= R_2 i_{2a} + \frac{d\Psi_{2a}}{dt}\,; \quad u_{2b} = R_2 i_{2b} + \frac{d\Psi_{2b}}{dt}\,\ldots, \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}18)$$

et un système pour des grandeurs homopolaires

$$u_{01} = R_1 i_{01} + \frac{d\Psi_{01}}{dt}\,; \quad u_{02} = R_2 i_{02} + \frac{d\Psi_{02}}{dt}. \qquad (69\text{-}19)$$

En exprimant les courants entrant dans les équations pour les flux embrassés (69-3), (69-4) par les sommes de deux composantes et en tenant compte de (69-15), (69-17), (69-6), (69-7), (69-8), on obtient les formules suivantes pour les composantes des flux embrassés:

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{1A\Sigma} &= \Psi_{1A} + \Psi_{01}\,; \quad \Psi_{1B\Sigma} = \Psi_{1B} + \Psi_{01}\,\ldots\,; \\ \Psi_{2a\Sigma} &= \Psi_{2a} + \Psi_{02}\,; \quad \Psi_{2b\Sigma} = \Psi_{2b} + \Psi_{02}\,\ldots, \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}20)$$

où

$$\begin{aligned} \Psi_{1A} &= L_1 i_{1A} + L_{Aa} i_{2a} + L_{Ab} i_{2b} + L_{Ac} i_{2c}\,; \\ \Psi_{1B} &= L_1 i_{1B} + L_{Ba} i_{2a} + L_{Bb} i_{2b} + L_{Bc} i_{2c}\,; \\ \Psi_{2a} &= L_2 i_{2a} + L_{aA} i_{1A} + L_{aB} i_{1B} + L_{aC} i_{1C}\,; \\ \Psi_{2b} &= L_2 i_{2b} + L_{bA} i_{1A} + L_{bB} i_{1B} + L_{bC} i_{1C} \ldots \end{aligned}$$

sont les flux embrassés qui ne comportent pas de composantes homopolaires;

$\Psi_{01} = L_{01} i_{01}$, $\Psi_{02} = L_{02} i_{02}$, les flux embrassés homopolaires.

En plus des inductances introduites plus haut, les expressions donnant les flux embrassés font intervenir:

$L_1 = L_{11} + L_{1\sigma}$, l'inductance qu'une phase du stator présente au système de courants i_{1A}, i_{1B}, i_{1C} qui ne comporte pas de courants homopolaires (compte tenu de l'influence des autres phases);

$L_{11} = L_{AA} - L_{AB} = 3L_m/2$, la composante de l'inductance d'une phase du stator liée aux premiers harmoniques des champs d'induction mutuelle;

$L_{1\sigma} = L_{AA\sigma} - L_{AB\sigma}$, la composante de l'inductance d'une phase du stator liée aux champs de dispersion ;

$L_2 = L_{22} + L_{2\sigma}$, l'inductance qu'une phase du rotor présente au système de courants i_{2a}, i_{2b}, i_{2c} qui ne comporte pas de courants homopolaires (compte tenu de l'influence des autres phases) ;

$L_{22} = (L_{aa} - L_{ab}) = 3L_m/2$, la composante de l'inductance d'une phase du rotor liée aux premiers harmoniques des champs d'induction mutuelle ;

$L_{2\sigma} = L_{aa\sigma} - L_{ab\sigma}$, la composante de l'inductance d'une phase du rotor liée aux champs de dispersion;

$$L_{01} = L_{AA\sigma} + L_{AB\sigma} + L_{AC\sigma} \text{ et } L_{02} = L_{aa\sigma} + L_{ab\sigma} + L_{ac\sigma},$$

les inductances que les phases du stator et du rotor présentent aux courants homopolaires (compte tenu de l'influence des autres phases).

En obtenant les formules pour Ψ_{01}, Ψ_{02} et L_{01}, L_{02}, on se rappelle que

$$L_{AA} + L_{AB} + L_{AC} = 0, \quad L_{aa} + L_{ab} + L_{ac} = 0$$
$$\text{et } L_{Aa} + L_{Ab} + L_{Ac} = 0.$$

On peut s'en assurer à l'aide de (69-6) à (69-9), ayant en vue que

$$\cos\alpha_{Aa} + \cos\alpha_{Ab} + \cos\alpha_{Ac} = \mathrm{Re}\,(e^{j\alpha_{Aa}} + e^{j\alpha_{Ab}} + e^{j\alpha_{Ac}}) =$$
$$= \mathrm{Re}\,[e^{j\alpha}\,(1 + \underline{a} + \underline{a}^2)] = 0,$$

où $\underline{a} = e^{j2\pi/3}$. Ceci signifie que les systèmes de courants homopolaires n'engendrent que les champs de dispersion et ne concourent pas à la production des champs fondamentaux d'induction mutuelle. C'est justement pour cette raison que $L_{01} \ll L_1$, $L_{02} \ll L_2$.

Pour la même raison, les courants homopolaires ne participent pas à la création du couple électromagnétique, si bien que ce couple peut être exprimé uniquement par les composantes des courants i_{1A}, i_{1B}, i_{1C}, i_{2a}, i_{2b}, i_{2c} qui ne contiennent pas de courants homopolaires (il est aisé de s'en rendre compte en représentant les courants figurant dans (69-13) par la somme de deux composantes)

$$M = \sum_{k=A,\,B,\,C} i_{1k} \sum_{n=a,\,b,\,c} i_{2n} \frac{dL_{kn}}{d\gamma}.$$

Vu que $L_{kn} = L_m \cos\alpha_{kn}$, où $\alpha_{kn} = \alpha + \Delta\alpha_{kn}$, et que $\alpha = p_\tau\gamma$, $\Delta\alpha_{kn} \neq f\,(\gamma)$, on peut exprimer le couple par les courants et les angles α_{kn} entre les phases [v. (69-9)]:

$$M = -p_\tau L_m \sum_{k=A,\,B,\,C} i_{1k} \sum_{n=a,\,b,\,c} i_{2n} \sin\alpha_{kn}. \qquad (69\text{-}21)$$

§ 69-3. Représentation des grandeurs simples par les fonctions complexes résultantes

Dans la théorie des régimes permanents on utilise des grandeurs complexes dont les projections sur les axes représentent les grandeurs simples directes (v. § 25-3). Par analogie, lors de l'étude des régimes transitoires, les grandeurs simples qui ne comportent pas de composantes homopolaires peuvent être exprimées par des fonctions dites

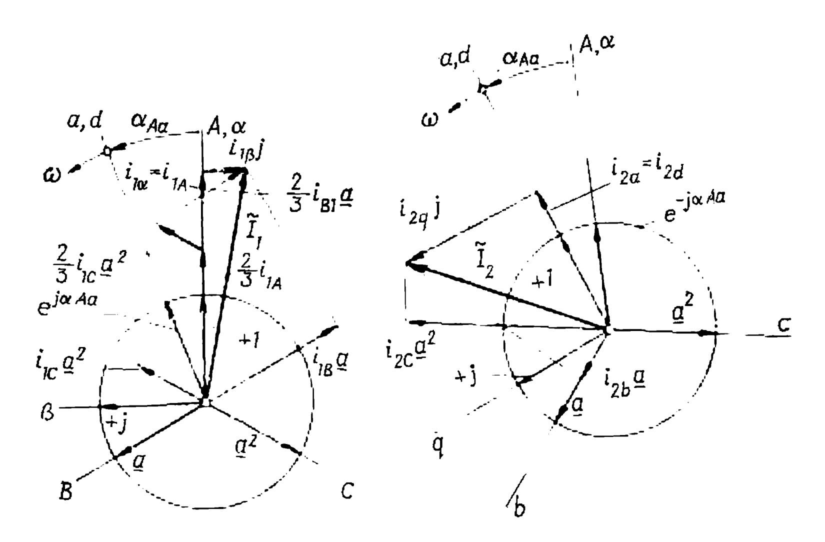


Fig. 69-2. Fonctions complexes résultantes des courants du stator ($\tilde{I}_1$) et du rotor ($\tilde{I}_2$).

complexes résultantes. Proposons-nous de montrer comment on définit la fonction complexe résultante du courant statorique.

Introduisons un plan complexe α, β immobile par rapport au stator du modèle bipolaire (fig. 69-2). Faisons coïncider son axe réel α avec l'axe de la phase A du stator. Alors les complexes unitaires $\underline{a} = e^{j2\pi/3}$ et $\underline{a}^2$ se confondront respectivement avec les directions des axes des phases B et C, et le complexe unitaire $e^{j\alpha_{Aa}}$, où $\alpha_{Aa} = p_\tau \gamma$, indiquera la direction de l'axe de la phase a du rotor. La fonction complexe résultante du courant dans le stator s'exprime par les valeurs instantanées des courants dans les phases

$$\tilde{I}_1 = \frac{2}{3}(i_{1A} + i_{1B}\underline{a} + i_{1C}\underline{a}^2). \qquad (69\text{-}22)$$

Sa détermination graphique est montrée à la figure 69-2.

Comme le montre cette figure, les projections de la fonction complexe résultante du courant sur les axes des phases sont égales à des

courants simples correspondants. On peut s'en assurer également en considérant les expressions analytiques. La projection de la fonction complexe $\tilde{I}_1 = I_1 e^{j\varphi_1}$ sur une direction quelconque $\underline{s} = e^{j\varphi_0}$ a pour valeur

$$I_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0) = \mathrm{Re}\,[\tilde{I}_1 \underline{s}^*] = \frac{\tilde{I}_1 \underline{s}^* + I_1^* \underline{s}}{2}, \qquad (69\text{-}23)$$

où $\underline{s}^* = e^{-j\varphi_0}$. Par conséquent, la projection de la fonction complexe du courant $\tilde{I}_1$ sur l'axe de la phase B, par exemple, ou sur la direction $\underline{a} = e^{j2\pi/3}$, calculée par (69-23), est effectivement égale (à la condition que $i_{1A} + i_{1B} + i_{1C} = 0$) à la valeur instantanée du courant dans cette phase

$$\mathrm{Re}\,[\tilde{I}_1 \underline{a}^*] = \mathrm{Re}\,[2(i_{1A} + i_{1B}\underline{a} + i_{1C}\underline{a}^2)\,\underline{a}^2/3] =$$
$$= 2[i_{1A}\,\mathrm{Re}\,(\underline{a}^2) + i_{1B} + i_{1C}\,\mathrm{Re}\,(\underline{a})]/3 = i_{B1}.$$

Dans ces conditions, on doit avoir en vue que $\underline{a}^* = \underline{a}^2$, $\underline{a}\underline{a}^2 = 1$, $\mathrm{Re}\,(\underline{a}^2) = \mathrm{Re}\,(\underline{a}) = -1/2$. En procédant de la même façon, on peut montrer que les projections de la fonction complexe sur les axes des autres phases ne diffèrent pas des courants simples correspondants

$$\mathrm{Re}\,[\tilde{I}_1 \cdot 1] = i_{A1}; \quad \mathrm{Re}\,[\tilde{I}_1 \underline{a}^{*2}] = \mathrm{Re}\,[\tilde{I}_1 \underline{a}] = i_{C1}.$$

Les fonctions complexes résultantes des tensions et des flux embrassés du stator s'expriment d'une manière analogue par des grandeurs simples correspondantes:

$$\tilde{U}_1 = 2\,(u_{1A} + u_{1B}\underline{a} + u_{1C}\underline{a}^2)/3;$$

$$\tilde{\Psi}_1 = 2\,(\Psi_{1A} + \Psi_{1B}\underline{a} + \Psi_{1C}\underline{a}^2)/3.$$

Leurs projections sur les axes des phases du stator ne diffèrent pas non plus des grandeurs simples correspondantes.

Les fonctions complexes résultantes des grandeurs caractérisant les phases du rotor s'expriment dans le plan complexe tournant d, q immobile par rapport au rotor du modèle bipolaire (fig. 69-2). L'axe réel d de ce plan complexe est confondu avec l'axe de la phase a du rotor. Alors les complexes unitaires $\underline{a}$ et $\underline{a}^2$ se confondront respectivement avec les directions des axes des phases b et c tandis que le complexe unitaire $e^{-j\alpha_{Aa}}$, où $\alpha_{Aa} = p_\tau\gamma$, indiquera la position de l'axe fixe de la phase A du stator.

Les fonctions complexes résultantes du courant, de la tension et du flux embrassé du rotor s'expriment par les grandeurs simples

correspondantes du rotor

$$\left.\begin{aligned}\widetilde{I}_2 &= \frac{2}{3}(i_{2a} + i_{2b}\underline{a} + i_{2c}\underline{a}^2);\\ \widetilde{U}_2 &= \frac{2}{3}(u_{2a} + u_{2b}\underline{a} + u_{2c}\underline{a}^2);\\ \widetilde{\Psi}_2 &= \frac{2}{3}(\Psi_{2a} + \Psi_{2b}\underline{a} + \Psi_{2c}\underline{a}^2).\end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}24)$$

Leurs projections sur les axes des phases sont égales aux grandeurs simples respectives, par exemple Re $[\widetilde{I}_2\underline{a}^*] = i_{2b}$; Re $[\widetilde{U}_2 \cdot 1] = u_{2a}$, etc.

§ 69-4. Composantes des grandeurs statoriques en axes α, β et des grandeurs rotoriques en axes *d*, *q*

Les fonctions complexes résultantes des grandeurs statoriques peuvent être représentées par la somme des composantes suivant les

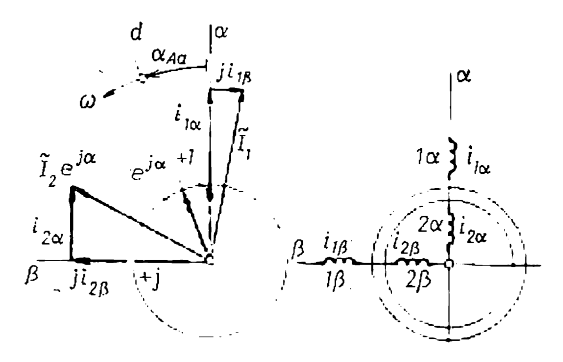


Fig. 69-3. Composantes des grandeurs statoriques et rotoriques en axes fixes α, β.

axes α et jβ. Par exemple, la fonction complexe résultante du courant dans le stator définie par (69-22) est égale à la somme des courants $i_{1\alpha}$ et $ji_{1\beta}$:

$$\widetilde{I}_1 = i_{1\alpha} + ji_{1\beta}, \qquad (69\text{-}25)$$

dans laquelle

$$i_{1\alpha} = \operatorname{Re}\widetilde{I}_1 = (\widetilde{I}_1 + \widetilde{I}_1^*)/2 = i_{1A};$$

$$i_{1\beta} = \operatorname{Im}\widetilde{I}_1 = (\widetilde{I}_1 - \widetilde{I}_1^*)/2j = (i_{1B} - i_{1C})/\sqrt{3}$$

sont les composantes du courant du stator respectivement le long des axes α et β.

Les courants $i_{1\alpha}$ et $i_{1\beta}$ peuvent se concevoir comme des courants traversant un enroulement diphasé fixe 1α, 1β dont les axes sont orientés le long des axes α, β du plan complexe (v. fig. 69-2, 69-3). L'enroulement diphasé 1α, 1β parcouru par les courants $i_{1\alpha}$, $i_{1\beta}$ (fig. 69-3) est équivalent à l'enroulement triphasé statorique A, B, C parcouru par les courants i_{1A}, i_{1B}, i_{1C} (v. fig. 69-1).

Les fonctions complexes résultantes des grandeurs rotoriques peuvent être représentées par la somme des composantes suivant les axes tournants d et jq. Montrons, par exemple, comment on peut trouver les composantes de la fonction complexe résultante du courant du rotor suivant les directions des axes d, jq. Dans ce plan complexe, le courant du rotor défini par (69-24) se représente par la fonction complexe

$$\tilde{I}_2 = i_{2d} + ji_{2q}, \tag{69-26}$$

dans laquelle

$$i_{2d} = \mathrm{Re}\,\tilde{I}_2 = (\tilde{I}_2 + \tilde{I}_2^*)/2 = i_{2a};$$

$$i_{2q} = \mathrm{Im}\,\tilde{I}_2 = (\tilde{I}_2 - \tilde{I}_2^*)/2j = (i_{2b} - i_{2c})/\sqrt{3}$$

sont les composantes de ce courant suivant les axes d et q respectivement.

Les courants i_{2d} et i_{2q} peuvent se concevoir comme des courants circulant dans un enroulement diphasé tournant $2d$, $2q$ dont les axes

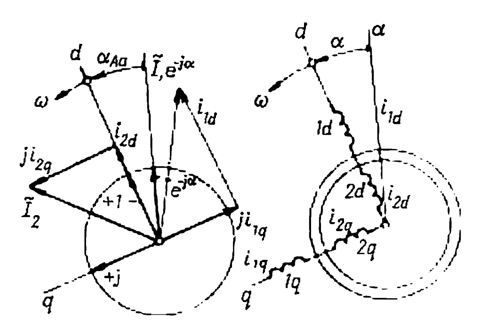


Fig. 69-4. Composantes des grandeurs statoriques et rotoriques en axes tournants d, q.

des phases sont orientés le long des axes d et q du plan complexe (v. fig. 69-2, 69-4). L'enroulement diphasé tournant $2d$, $2q$ parcouru par les courants i_{2d}, i_{2q} (fig. 69-4) est équivalent à l'enroulement triphasé a, b, c du rotor parcouru par les courants i_{2a}, i_{2b}, i_{2c} (fig. 69-1).

Les tensions et les flux embrassés peuvent s'exprimer par des formules analogues.

§ 69-5. Composantes des grandeurs statoriques en axes d, q et des grandeurs rotoriques en axes α, β

Pour pouvoir écrire les équations dans le plan complexe α, $j\beta$, il est nécessaire de représenter sous la forme des composantes suivant les directions des axes α et $j\beta$ non seulement les fonctions complexes résultantes des grandeurs statoriques mais aussi celles des grandeurs

rotoriques. Nous allons montrer comment on peut le faire sur l'exemple de la fonction complexe du courant rotorique $\tilde{I}_2$ qui est définie dans le plan tournant d, jq par l'équation (69-26). Le plan complexe d, jq étant tourné d'un angle $\alpha = \alpha_{Aa}$ par rapport au plan complexe fixe α, $j\beta$ (fig. 69-2), le courant rotorique est donné dans le plan α, $j\beta$ par la fonction complexe suivante:

$$I_{2(\alpha,\beta)} = I_2 e^{j\alpha} = (i_{2d} + ji_{2q})\, e^{j\alpha} = i_{2\alpha} + ji_{2\beta}. \qquad (69\text{-}27)$$

Les composantes de la fonction complexe du courant rotorique suivant les axes α et β

$$i_{2\alpha} = \mathrm{Re}\,[(i_{2d} + ji_{2q})\, e^{j\alpha}] = i_{2d}\cos\alpha - i_{2q}\sin\alpha;$$
$$i_{2\beta} = \mathrm{Im}\,[(i_{2d} + ji_{2q})\, e^{j\alpha}] = i_{2d}\sin\alpha + i_{2q}\cos\alpha$$

représentent des courants circulant dans un enroulement diphasé fixe 2α, 2β (v. fig. 69-3) qui crée le même champ magnétique que celui produit par l'enroulement diphasé tournant parcouru par les courants i_{2d}, i_{2q}.

Pour l'écriture des équations dans le plan complexe tournant d, jq, on fait subir une transformation analogue aux fonctions complexes résultantes des grandeurs statoriques. Par exemple, si dans le plan complexe fixe α, $j\beta$ le courant statorique est représenté suivant (69-26) par la fonction complexe $\tilde{I}_1 = i_{1\alpha} + ji_{1\beta}$, alors dans le plan complexe d, jq tourné d'un angle $-\alpha = -\alpha_{Aa}$ par rapport au plan α, $j\beta$ (v. fig. 69-2) ce courant est défini par la fonction

$$\tilde{I}_{1(d,q)} = \tilde{I}_1 e^{-j\alpha} = (i_{1\alpha} + ji_{1\beta})\, e^{-j\alpha} = i_{1d} + ji_{1q} \qquad (69\text{-}28)$$

Les composantes de la fonction complexe du courant statorique suivant les axes d et q

$$i_{1d} = \mathrm{Re}\,[(i_{1\alpha} + ji_{1\beta})\, e^{-j\alpha}] = i_{1\alpha}\cos\alpha + i_{1\beta}\sin\alpha,$$
$$i_{1q} = \mathrm{Im}\,[(i_{1\alpha} + ji_{1\beta})\, e^{-j\alpha}] = -\, i_{1\alpha}\sin\alpha + i_{1\beta}\cos\alpha$$

expriment les courants dans l'enroulement diphasé tournant $1d$, $1q$ (v. fig. 69-4) qui produit le même champ magnétique que l'enroulement diphasé fixe parcouru par les courants $i_{1\beta}$, $i_{2\beta}$. On peut écrire des formules analogues pour les flux embrassés et les tensions statoriques en axes d, q et pour les flux embrassés et les tensions rotoriques en axes α, β.

§ 69-6. Représentation des fonctions complexes résultantes des flux embrassés par les fonctions complexes résultantes des courants

En utilisant les relations (69-20), (69-9), on peut exprimer les flux couplés avec les phases du stator Ψ_{A1}, Ψ_{B1}, Ψ_{C1} figurant dans (69-20) par l'intermédiaire des courants de phase, l'inductance propre L_1 d'une phase du stator et les inductances mutuelles entre les

phases du rotor et du stator

$$L_{Aa} = L_m \cos\alpha;$$

$$L_{Ab} = L_m \cos\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right);$$

$$L_{Ac} = L_m \cos\left(\alpha + \frac{4\pi}{3}\right);$$

$$L_{Ba} = L_m \cos\left(\alpha + \frac{4\pi}{3}\right)$$

etc., qui dépendent de la position angulaire du rotor et de l'angle électrique $\alpha = \alpha_{Aa} = p_\tau \gamma$ que l'axe de la phase A du stator fait avec l'axe de la phase a du rotor.

En représentant les cosinus des angles entre les phases sous forme exponentielle

$$\cos\alpha = \operatorname{Re} \underline{e} = \frac{\underline{e} + \underline{e}^*}{2},$$

$$\cos\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) = \operatorname{Re} \underline{e}\underline{a} = \frac{\underline{e}\underline{a} + \underline{e}^*\underline{a}^2}{2},$$

$$\cos\left(\alpha + \frac{4\pi}{3}\right) = \operatorname{Re} \underline{e}\underline{a}^2 = \frac{\underline{e}\underline{a}^2 + \underline{e}^*\underline{a}}{2}$$

par les fonctions complexes unitaires $\underline{e} = e^{j\alpha}$, $\underline{e}^* = e^{-j\alpha}$, $\underline{a} = e^{j2\pi/3}$, $\underline{a}^* = \underline{a}^2 = e^{j4\pi/3}$ qui indiquent les directions des axes sur la figure 69-2, et en se reportant aux équations pour les fonctions complexes résultantes des courants dans le stator et dans le rotor (69-22), (69-24), il n'est pas difficile de montrer que la fonction complexe résultante du flux couplé avec le stator s'exprime par les fonctions complexes résultantes des courants statorique et rotorique par la relation suivante

$$\widetilde{\Psi}_1 = L_1 \widetilde{I}_1 + L_{12m} \widetilde{I}_2 e^{j\alpha} = L_1 \widetilde{I}_1 + L_{12m} \widetilde{I}_{2\,(\alpha,\,\beta)}, \qquad (69\text{-}29)$$

où $L_{12m} = 3L_m/2$ est l'inductance mutuelle principale entre une phase du stator et les phases du rotor (v. § 28-4) ; $\widetilde{I}_{2(\alpha,\,\beta)} = \widetilde{I}_2 e^{j\alpha}$, la fonction complexe résultante du courant rotorique exprimée dans le plan complexe fixe α, β du stator (v. fig. 69-2).

D'une manière analogue, en se servant des relations (69-9), (69-20), (69-22), (69-24) et en effectuant les mêmes substitutions, on peut montrer que la fonction complexe résultante du flux couplé avec le rotor s'exprime par les fonctions complexes résultantes des courants statorique et rotorique et par les inductances correspondantes

$$\widetilde{\Psi}_2 = L_2 \widetilde{I}_2 + L_{12m} \widetilde{I}_1 e^{-j\alpha} = L_2 \widetilde{I}_2 + L_{12m} \widetilde{I}_{1\,(d,\,q)}, \qquad (69\text{-}30)$$

où $\widetilde{I}_{1\,(d,q)} = \widetilde{I}_1 e^{-j\alpha}$ est la fonction complexe résultante du courant statorique exprimée dans le plan complexe tournant d, q du rotor (v. fig. 69-2).

§ 69-7. Equations des tensions en axes α, β

Pour passer du système de trois équations des tensions pour des phases distinctes du stator (69-18) à une équation exprimée par l'intermédiaire des fonctions complexes résultantes, il faut multiplier l'équation de u_{1A} par 2/3, l'équation de u_{1B} par $2a/3$, l'équation de u_{1C} par $2a^2/3$ et additionner membre à membre ces équations. Une telle addition donne, compte tenu des relations (69-22) et (69-23), une équation des tensions statoriques dans le plan complexe propre α, β

$$\tilde{U}_1 = R_1\tilde{I}_1 + \frac{d\tilde{\Psi}_1}{dt} \tag{69-31}$$

dans laquelle la fonction complexe résultante du flux couplé avec le stator est exprimée par les courants à l'aide de la relation (69-29). En opérant de façon identique avec le système de trois équations des tensions pour les phases distinctes du rotor (69-18), on obtient (après la multiplication des équations de u_{2a} par 2/3, de u_{2b} par $2a/3$, de u_{2c} par $2a^2/3$ et leur addition membre à membre) une équation des tensions rotoriques dans le plan complexe propre *d*, *q*

$$\tilde{U}_2 = R_2\tilde{I}_2 + \frac{d\tilde{\Psi}_2}{dt} \tag{69-32}$$

dans laquelle la fonction complexe résultante du flux couplé avec le rotor s'exprime par l'intermédiaire des courants à l'aide de la relation (69-30).

Or, les équations pour $\tilde{U}_1$ et $\tilde{U}_2$, écrites dans des plans complexes différents ne peuvent être résolues conjointement. Aussi, l'une des équations, en l'occurrence celle de $\tilde{U}_2$, doit être transformée et écrite par l'intermédiaire des fonctions complexes $\tilde{U}_{2(\alpha,\beta)}$, $\tilde{I}_{2(\alpha,\beta)}$, $\tilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}$ exprimées dans le système de coordonnées α, β. Ainsi qu'il ressort de l'expression (69-27)

$$\tilde{U}_2 = \tilde{U}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha}; \quad \tilde{I}_2 = \tilde{I}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha}; \quad \tilde{\Psi}_2 = \tilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha},$$

où $\alpha = \alpha_{Aa} = \alpha(t)$ est l'angle entre les axes des phases du stator et du rotor (selon la figure 69-2).

Après la substitution indiquée l'expression (69-32) prend la forme

$$\tilde{U}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha} = R_2\tilde{I}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha} + \frac{d}{dt}[\tilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha}].$$

En calculant la dérivée, il faut tenir compte du fait que l'angle $\alpha = \alpha_{Aa}$ entre les axes des phases du stator et du rotor selon la figure 69-2 est variable dans le temps $\alpha = \alpha(t)$

$$\tilde{U}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha} = R_2\tilde{I}_{2(\alpha,\beta)}e^{-j\alpha} + e^{-j\alpha}\frac{d\tilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}}{dt} + \tilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}\left(-je^{-j\alpha}\frac{d\alpha}{dt}\right).$$

En divisant tous les termes de l'équation par $e^{-j\alpha}$ et en tenant compte de ce que $d\alpha/dt = \omega$ est la vitesse angulaire électrique du rotor, on obtient l'équation des tensions rotoriques sous la forme suivante:

$$\widetilde{U}_{2(\alpha,\beta)} = R_2\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} + \frac{d\widetilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}}{dt} - j\omega\widetilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)}, \qquad (69\text{-}33)$$

dans laquelle toutes les grandeurs sont exprimées dans le plan complexe fixe α, β. Cette remarque s'applique évidemment au flux couplé avec le rotor. Il se calcule par la formule qui résulte des (69-27), (69-28), (69-30)

$$\widetilde{\Psi}_{2(\alpha,\beta)} = \widetilde{\Psi}_2 e^{j\alpha} = L_2\widetilde{I}_2 e^{j\alpha} + L_{12m}\widetilde{I}_{1(d,q)}e^{j\alpha} = L_2\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} + L_{12m}\widetilde{I}_1$$

et qui fait intervenir les fonctions complexes des courants exprimées dans le plan α, β.

Si l'on convient à l'avance que toutes les grandeurs se rapportent au plan complexe α, β, l'équation des tensions rotoriques peut s'écrire en omettant les indices (α, β)

$$\widetilde{U}_2 = R_2\widetilde{I}_2 + \frac{d\widetilde{\Psi}_2}{dt} - j\omega\widetilde{\Psi}_2, \qquad (69\text{-}34)$$

où $\widetilde{\Psi}_2 = L_2\widetilde{I}_2 + L_{12m}\widetilde{I}_1$.

En exprimant toutes les grandeurs complexes figurant dans les relations (69-31) et (69-34) par les composantes suivant les axes α, β d'après (69-25) et (69-27), on obtient au lieu d'une paire d'équations des tensions sous forme complexe, quatre équations sous forme scalaire (respectivement pour les tensions $u_{1\alpha}$, $u_{1\beta}$, $u_{2\alpha}$, $u_{2\beta}$):

$$\left.\begin{aligned} u_{1\alpha} &= R_1 i_{1\alpha} + \frac{d\Psi_{1\alpha}}{dt}; \quad u_{1\beta} = R_1 i_{1\beta} + \frac{d\Psi_{1\beta}}{dt};\\ u_{2\alpha} &= R_2 i_{2\alpha} + \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} + \omega\Psi_{2\beta}; \quad u_{2\beta} = R_2 i_{2\beta} + \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} - \omega\Psi_{2\alpha}. \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}35)$$

Les composantes des flux embrassés s'expriment dans ces équations par les composantes des courants:

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{1\alpha} &= L_1 i_{1\alpha} + L_{12m} i_{2\alpha}; \quad \Psi_{1\beta} = L_1 i_{1\beta} + L_{12m} i_{2\beta};\\ \Psi_{2\alpha} &= L_2 i_{2\alpha} + L_{12m} i_{1\alpha}; \quad \Psi_{2\beta} = i_2 i_{2\beta} + L_{12m} i_{1\beta}. \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}36)$$

§ 69-8. Equations des tensions en axes *d*, *q* et en axes tournant à une vitesse quelconque. Schémas électriques équivalents

Dans ce cas seule l'équation des tensions statoriques (69-31) est à transformer. Toutes les grandeurs qu'elle fait intervenir s'expriment dans le plan complexe *d*, *q* à l'aide des équations de la forme (69-28)

$$\widetilde{U}_{1(d,q)}e^{j\alpha} = R_1\widetilde{I}_{1(d,q)}e^{j\alpha} + \frac{d}{dt}[\widetilde{\Psi}_{1(d,q)}e^{j\alpha}].$$

En tenant compte lors du calcul de la dérivée de ce que $\alpha = \alpha(t)$ est fonction du temps,

$$\widetilde{U}_{1(d,q)} e^{j\alpha} = R_1 \widetilde{I}_{1(d,q)} e^{j\alpha} + e^{j\alpha} \frac{d\widetilde{\Psi}_{1(d,q)}}{dt} + \widetilde{\Psi}_{1(d,q)} \left(j e^{j\alpha} \frac{d\alpha}{dt} \right),$$

et en simplifiant tous les termes de l'équation par $e^{j\alpha}$, on obtient l'équation des tensions statoriques

$$\widetilde{U}_{1(d,q)} = R_1 \widetilde{I}_{1(d,q)} + \frac{d\widetilde{\Psi}_{1(d,q)}}{dt} + j\omega\widetilde{\Psi}_{1(d,q)} \qquad (69\text{-}37)$$

dans laquelle toutes les grandeurs sont exprimées dans le plan complexe tournant d, q. A l'aide des (69-27) à (69-29), le flux embrassé est représenté lui aussi en fonction des courants exprimés dans le plan d, q:

$$\widetilde{\Psi}_{1(d,q)} = \widetilde{\Psi}_1 e^{-j\alpha} = L_1 \widetilde{I}_1 e^{-j\alpha} + L_{12m} \widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} = L_1 \widetilde{I}_{1(d,q)} + L_{12m} \widetilde{I}_2.$$

Bien souvent les indices d, q sont omis dans l'équation (69-37) sous réserve de spécifier qu'elle est écrite dans le plan d, q

$$\widetilde{U}_1 = R_1 \widetilde{I}_1 + \frac{d\widetilde{\Psi}_1}{dt} + j\omega\widetilde{\Psi}_1, \qquad (69\text{-}38)$$

où $\widetilde{\Psi}_1 = L_1 \widetilde{I}_1 + L_{12m} \widetilde{I}_2$.

Pour représenter sous forme scalaire le système d'équations complexes (69-32) et (69-38), il est nécessaire d'exprimer toutes les grandeurs qui y figurent par les projections sur les axes d et q suivant (69-26), (69-28) et d'égaler séparément les parties réelles et imaginaires des premiers et seconds membres des équations. Ceci permet d'écrire un système de quatre équations pour les composantes des tensions statoriques et rotoriques suivant les axes d, q (u_{1d}, u_{1q}, u_{2d}, u_{2q}) qui sera équivalent au système (69-32), (69-38):

$$\left.\begin{aligned} u_{1d} &= R_1 i_{1d} + \frac{d\Psi_{1d}}{dt} - \omega\Psi_{1q}; \quad & u_{1q} &= R_1 i_{1q} + \frac{d\Psi_{1q}}{dt} + \omega\Psi_{1d}; \\ u_{2d} &= R_2 i_{2d} + \frac{d\Psi_{2d}}{dt}; \quad & u_{2q} &= R_2 i_{2q} + \frac{d\Psi_{2q}}{dt}. \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}39)$$

Les composantes des flux embrassés s'expriment dans ces équations par l'intermédiaire des composantes correspondantes des courants

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{1d} &= L_1 i_{1d} + L_{12m} i_{2d}; \quad & \Psi_{1q} &= L_1 i_{1q} + L_{12m} i_{2q}; \\ \Psi_{2d} &= L_2 i_{2d} + L_{12m} i_{1d}; \quad & \Psi_{2q} &= L_2 i_{2q} + L_{12m} i_{1q}. \end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}40)$$

Considérons conjointement l'équation des tensions rotoriques suivant l'axe longitudinal (69-39) et l'équation du flux couplé avec le stator suivant l'axe longitudinal (69-40). En dérivant la la dernière équation par rapport au temps et en supposant le rotor en

court-circuit, on obtient le système suivant:

$$\frac{d}{dt}\Psi_{1d}=\frac{d}{dt}(L_1 i_{1d}+L_{12m}i_{2d});$$

$$0=R_2 i_{2d}+\frac{d}{dt}(L_2 i_{2d}+L_{12m}i_{1d}),$$

auquel correspond le schéma électrique équivalent suivant l'axe longitudinal représenté à la figure 69-5, *a*. En opérant de façon identique sur les équations des tensions et du flux embrassé suivant l'axe transversal, on obtient le schéma électrique équivalent suivant l'axe transversal représenté par la figure 69-5, *b*. Ces schémas reflètent les couplages magnétiques entre les enroulements équivalents du stator et du rotor disposés suivant les axes longitudinal et transversal respectifs de la machine. Ces schémas sont commodes pour l'étude des phénomènes transitoires dans les machines asynchrones.

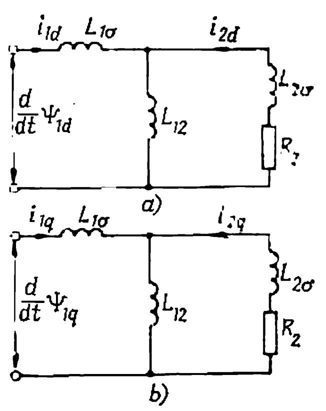


Fig. 69-5. Schémas électriques équivalents de la machine asynchrone suivant les axes longitudinal (*a*) et transversal (*b*).

En comparant l'équation des tensions statoriques écrite en axes fixes α, β (69-31) avec l'équation écrite en axes d, q du rotor ces axes tournant à la vitesse ω (69-38), on peut constater que cette dernière équation comporte encore une f.é.m. dynamique $j\omega\widetilde{\Psi}_1$ proportionnelle à la vitesse angulaire des axes d, q par rapport à l'enroulement considéré. Le rapprochement entre l'équation des tensions rotoriques écrite en axes propres d, q (69-32) et la même équation écrite en axes fixes α, β (69-34) conduit à la même conclusion. A la différence de la première équation, la seconde comporte une f.é.m. dynamique additionnelle $(-j\omega\widetilde{\Psi}_2)$ dont la valeur est proportionnelle à la vitesse angulaire des axes fixes α, β par rapport au rotor tournant qui est égale à $-\omega$. Dans le cas général, lorsqu'il s'agit d'écrire une équation en axes tournant à une vitesse quelconque ω_0, l'équation des tensions fera intervenir une f.é.m. dynamique additionnelle dont la valeur est proportionnelle à la vitesse angulaire de ces axes par rapport à l'enroulement considéré. C'est pourquoi l'équation des tensions statoriques en axes tournant à la vitesse ω_0 contient une f.é.m. proportionnelle à la vitesse angulaire de ces axes par rapport à l'enroulement statorique fixe qui est égale à ω_0

$$\widetilde{U}_1=R_1\widetilde{I}_1+\frac{d\widetilde{\Psi}_1}{dt}+j\omega_0\widetilde{\Psi}_1. \qquad (69\text{-}41)$$

D'une manière analogue, l'équation des tensions rotoriques en axes tournant à la vitesse ω_0 contient une f.é.m. proportionnelle à la

vitesse angulaire de ces axes par rapport au rotor tournant à la vitesse ω, qui est égale à $\omega_0 - \omega$

$$\widetilde{U}_2 = R_2\widetilde{I}_2 + \frac{d\widetilde{\Psi}_2}{dt} + j(\omega_0 - \omega)\widetilde{\Psi}_2. \qquad (69\text{-}42)$$

Bien entendu, toutes les grandeurs qui figurent dans (69-41) et (69-42) doivent être exprimées dans le plan complexe considéré tournant à la vitesse ω_0. Si l'on admet qu'à $t = 0$ l'axe réel de ce plan complexe est confondu avec l'axe de la phase A et qu'à un instant t il est décalé d'un angle α_0 par rapport à l'axe de la phase A, les courants entrant dans les équations (69-41) et (69-42) ont pour valeur

$$\widetilde{I}_1 = \widetilde{I}_{1(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha_0}; \quad \widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{2(d,q)} e^{-j(\alpha_0 - \alpha)}, \qquad (69\text{-}43)$$

où $\widetilde{I}_{1(\alpha,\beta)}$ est la fonction complexe du courant statorique dans le plan complexe propre α, β;

$\widetilde{I}_{2(d,q)}$, la fonction complexe du courant rotorique dans le plan complexe propre d, q.

Les flux embrassés qui apparaissent dans (69-41) et (69-42) s'expriment par les courants $\widetilde{I}_1$ et $\widetilde{I}_2$:

$$\widetilde{\Psi}_1 = L_1\widetilde{I}_1 + L_{12m}\widetilde{I}_2, \quad \widetilde{\Psi}_2 = L_2\widetilde{I}_2 + L_{12m}\widetilde{I}_1. \qquad (69\text{-}43a)$$

§ 69-9. Représentation du couple électromagnétique par les fonctions complexes résultantes des courants et des flux embrassés et leurs composantes

La formule assez encombrante (69-21) obtenue plus haut pour le couple électromagnétique qui contient les produits des courants statoriques et rotoriques simples (i_{1k} et i_{2n}) et les sinus des angles variables α_{kn} entre les phases correspondantes peut être sensiblement simplifiée si l'on introduit les fonctions complexes résultantes des courants. Proposons-nous de montrer que dans le cas général le couple électromagnétique s'exprime par les fonctions complexes résultantes exactement de la même manière que le couple magnétique moyen au régime équilibré établi, à savoir par les valeurs complexes des grandeurs directes (v. § 29-1).

Compte tenu de ce que les fonctions complexes résultantes des courants sont $\sqrt{2}$ fois plus grandes que les valeurs efficaces complexes des courants par lesquelles les couples moyens ont été exprimés au § 29-1, on peut calculer le couple électromagnétique exercé sur le rotor par la formule

$$M = \frac{3p_\tau}{2} \operatorname{Im} \widetilde{\Psi}_2\widetilde{I}_2^* = \frac{3p_\tau(\widetilde{\Psi}_2\widetilde{I}_2^* - \widetilde{\Psi}_2^*\widetilde{I}_2)}{4j} \qquad (69\text{-}44)$$

et le couple électromagnétique, de valeur égale, appliqué au stator par la formule

$$M = \frac{3p_\tau}{2}\,\mathrm{Im}\,[\tilde{\Psi}_1^*\tilde{I}_1] = \frac{3p_\tau(\tilde{\Psi}_1^*\tilde{I}_1 - \tilde{\Psi}_1\tilde{I}_1^*)}{4j}. \qquad (69\text{-}45)$$

Remarquons que le couple qui s'exerce sur le rotor est considéré comme positif s'il est dirigé dans le sens de rotation (c'est-à-dire en sens antihoraire) ; le couple qui s'applique au stator est considéré comme positif s'il est opposé au sens de rotation (c'est-à-dire dirigé en sens horaire).

En considérant le flux couplé avec le rotor $\tilde{\Psi}_2$ défini par (69-30) comme la somme du flux d'induction propre $\tilde{\Psi}_{22} = L_2\tilde{I}_2$ et du flux total d'induction mutuelle $\tilde{\Psi}_{21} = L_{12m}\tilde{I}_1 e^{-j\alpha}$, c'est-à-dire sous la forme $\tilde{\Psi}_2 = \tilde{\Psi}_{22} + \tilde{\Psi}_{21}$, et en remarquant que la composante du couple électromagnétique due à l'interaction entre le courant et le flux d'induction propre et définie par (69-44) est nulle

$$\frac{3p_\tau(\tilde{\Psi}_{22}\tilde{I}_2^* - \tilde{\Psi}_{22}^*\tilde{I}_2)}{4j} = \frac{3p_\tau L_2(\tilde{I}_2\tilde{I}_2^* - \tilde{I}_2^*\tilde{I}_2)}{4j} = 0,$$

on peut exprimer le couple électromagnétique du rotor par l'intermédiaire du flux magnétique total d'induction mutuelle $\tilde{\Psi}_{21}$

$$M = \frac{3p_\tau}{2}\,\mathrm{Im}\,\tilde{\Psi}_{21}\tilde{I}_2^* = \frac{3p_\tau(\tilde{\Psi}_{21}\tilde{I}_2^* - \tilde{\Psi}_{21}^*\tilde{I}_2)}{4j} =$$

$$= -\frac{9p_\tau L_m(\tilde{I}_1 e^{-j\alpha}\tilde{I}_2^* - \tilde{I}_1^* e^{j\alpha}\tilde{I}_2)}{8j}. \qquad (69\text{-}46)$$

D'une manière analogue, en représentant le flux $\tilde{\Psi}_1$ couplé avec le stator, défini par (69-29), comme la somme du flux total d'induction propre $\tilde{\Psi}_{11} = L_1\tilde{I}_1$ et du flux total d'induction mutuelle $\tilde{\Psi}_{12} = L_{12m}\tilde{I}_2 e^{j\alpha}$ (sous la forme $\tilde{\Psi}_1 = \tilde{\Psi}_{11} + \tilde{\Psi}_{12}$), on peut exprimer le couple électromagnétique du stator (69-45) par le flux magnétique total d'induction mutuelle

$$M = \frac{3p_\tau}{2}\,\mathrm{Im}\,\tilde{\Psi}_{12}^*\tilde{I}_1 = \frac{3p_\tau(\tilde{\Psi}_{12}^*\tilde{I}_1 - \tilde{\Psi}_{12}\tilde{I}_1^*)}{4j} =$$

$$= \frac{9p_\tau L_m(\tilde{I}_2^* e^{-j\alpha}\tilde{I}_1 - \tilde{I}_2 e^{j\alpha}\tilde{I}_1^*)}{8j} \qquad (69\text{-}47)$$

et s'assurer qu'il ne diffère pas du couple électromagnétique exercé sur le rotor.

Après avoir exprimé dans les équations obtenues les fonctions complexes résultantes des courants et leurs quantités conjuguées par les courants de phase d'après (69-22) et (69-24), on se convainc que le couple électromagnétique calculé par (69-44), (69-46) est

le même que celui obtenu à l'aide de l'équation générale (69-21):

$$M=\frac{3}{2}p_\tau \operatorname{Im} \widetilde{\Psi}_2\widetilde{I}_2^*=\frac{9p_\tau L_m(\widetilde{I}_1e^{-j\alpha}\widetilde{I}_2^*-\widetilde{I}_1^*e^{j\alpha}\widetilde{I}_2)}{8j}=$$

$$=-p_\tau L_m[i_{1A}(i_{2a}\sin\alpha_{Aa}+i_{2b}\sin\alpha_{Ab}+i_{2c}\sin\alpha_{Ac})+$$

$$+i_{1B}(i_{2a}\sin\alpha_{Ba}+i_{2b}\sin\alpha_{Bb}+i_{2c}\sin\alpha_{Bc})+i_{1C}(i_{2a}\sin\alpha_{Ca}+$$

$$+i_{2b}\sin\alpha_{Cb}+i_{2c}\sin\alpha_{Cc})]=$$

$$=-p_\tau L_m\sum_{k=A,\,B,\,C} i_{1k}\sum_{n=a,\,b,\,c} i_{2n}\sin\alpha_{kn}.$$

Indiquons, avant de clore ce paragraphe, les formules exprimant le couple électromagnétique par les composantes des courants et des flux totaux en axes d, q

$$M=\frac{3}{2}p_\tau \operatorname{Im}\widetilde{\Psi}_2\widetilde{I}_2^*=\frac{3}{2}p_\tau(\Psi_{2q}i_{2d}-\Psi_{2d}i_{2q}) \qquad (69\text{-}48)$$

ou par les composantes des courants et des flux totaux en axes α, β

$$M=\frac{3}{2}p_\tau \operatorname{Im}\widetilde{\Psi}_1^*\widetilde{I}_1=\frac{3}{2}p_\tau(\Psi_{1\alpha}i_{1\beta}-\Psi_{1\beta}i_{1\alpha}). \qquad (69\text{-}49)$$

§ 69-10. Equations de la machine asynchrone triphasée au régime équilibré établi

Au régime équilibré établi, la vitesse angulaire du rotor est constante $\omega=p_\tau\Omega$ et toutes les grandeurs électriques ne comportent que des composantes directes. Les valeurs des grandeurs statoriques directes par exemple des courants directs dans les phases du stator, sont données par les expressions suivantes:

$$i_{1A}=\operatorname{Re}\widetilde{I}_{1A}=0{,}5(\widetilde{I}_{1A}+\widetilde{I}_{1A}^*);$$

$$i_{1B}=\operatorname{Re}\widetilde{I}_{1A}\underline{a}^2=0{,}5(\widetilde{I}_{1A}\underline{a}^2+\widetilde{I}_{1A}^*\underline{a});$$

$$i_{1C}=\operatorname{Re}\widetilde{I}_{1A}\underline{a}=0{,}5(\widetilde{I}_{1A}\underline{a}+\widetilde{I}_{1A}^*\underline{a}^2),$$

dans lesquelles $\widetilde{I}_{1A}=\dot{I}_{1A}e^{j\omega_1 t}$, $\dot{I}_{1A}=\dot{I}_{1m}=I_{1m}e^{j\beta_1}$ sont respectivement la fonction complexe et l'amplitude complexe du courant direct dans la phase A; $\omega_1=2\pi f_1$, la pulsation des courants statoriques; β_1, l'angle de phase du courant dans la phase A.

En introduisant ces expressions dans les équations pour la fonction complexe résultante du courant statorique en axes propres α, β (69-22), on obtient

$$\widetilde{I}_{1\alpha\beta}=2(i_{1A}+i_{1B}\underline{a}+i_{1C}\underline{a}^2)/3=$$

$$=[\widetilde{I}_{1A}(1+\underline{a}^3+\underline{a}^3)+\widetilde{I}_{1A}^*(1+\underline{a}^2+\underline{a})]/3,$$

d'où

$$\tilde{I}_{1\alpha\beta}=\tilde{I}_{1A}=I_{1m}e^{j\omega_1 t}. \qquad (69\text{-}50)$$

Les autres fonctions complexes résultantes en axes α, β s'expriment d'une manière analogue:

$$\tilde{\Psi}_{1\alpha\beta}=\tilde{\Psi}_{1A}=\dot{\Psi}_{1A}e^{j\omega_1 t};\ \tilde{U}_{1\alpha\beta}=\tilde{U}_{1A}=\tilde{U}_{1A}e^{j\omega_1 t}, \qquad (69\text{-}51)$$

où $\dot{\Psi}_{1A}=\dot{\Psi}_{1m}=\Psi_{1m}e^{j\eta_1}$; $\dot{U}_{1A}=\dot{U}_{1m}=U_{1m}e^{j\varphi_1}$; η_1 et φ_1 sont les angles de phase du flux et de la tension de la phase A.

Compte tenu de ce que les grandeurs rotoriques directes varient à la vitesse angulaire $\omega_2=\omega_1-\omega=s\omega_1$, où ω_1 est la vitesse angulaire du champ, on obtient les fonctions complexes résultantes des grandeurs rotoriques en axes d, q:

$$\tilde{I}_{2dq}=\tilde{I}_{2a}=\dot{I}_{2m}e^{j\omega_2 t};\ \tilde{\Psi}_{2dq}=\tilde{\Psi}_{2a}=\dot{\Psi}_{2m}e^{j\omega_2 t};$$
$$\tilde{U}_{2dq}=\tilde{U}_{2a}=\dot{U}_{2m}e^{j\omega_2 t}, \qquad (69\text{-}52)$$

où $\dot{I}_{2m}=I_{2m}e^{j\beta_2}$; $\dot{\Psi}_{2m}=\Psi_{2m}e^{j\eta_2}$; $\dot{U}_{2m}=U_{2m}e^{j\varphi_2}$; β_2, η_2, φ_2 sont les angles de phase.

Pour écrire les équations du régime établi en axes tournant à la vitesse de synchronisme ω_1, utilisons les équations (69-41), (69-42), valables pour toute vitesse angulaire ω_0 des axes, en y posant $\omega_0=\omega$, $\alpha_0=\alpha_1-\omega_1 t$ et $\alpha=\omega t$:

$$\tilde{U}_1=R_1\tilde{I}_1+p\tilde{\Psi}_1+j\omega_1\tilde{\Psi}_1;$$
$$\tilde{U}_2=R_2\tilde{I}_2+p\tilde{\Psi}_2+j(\omega_1-\omega)\tilde{\Psi}_2,$$

et exprimons toutes les fonctions complexes définies par (69-50) (69-51), (69-52) en ces axes

$$\tilde{I}_1=\tilde{I}_{1\alpha\beta}e^{-j\alpha_1}=\dot{I}_{1m};\quad \tilde{\Psi}_1=\tilde{\Psi}_{1\alpha\beta}e^{-j\alpha_1}=\dot{\Psi}_{1m};$$
$$\tilde{U}_1=\tilde{U}_{1\alpha\beta}e^{-j\alpha_1}=\dot{U}_{1m};\quad \tilde{I}_2=\tilde{I}_{2dq}e^{-j(\alpha_1-\alpha)}=\dot{I}_{2m};$$
$$\tilde{\Psi}_2=\tilde{\Psi}_{2dq}e^{-j(\alpha_1-\alpha)}=\dot{\Psi}_{2m};\quad \tilde{U}_2=\tilde{U}_{2dq}e^{-j(\alpha_1-\alpha)}=\dot{U}_{2m}.$$

Les courants et les flux embrassés exprimés en axes synchrones étant indépendants du temps, les dérivées des flux sont nulles ($p\tilde{\Psi}_{1m}=0$, $p\tilde{\Psi}_{2m}=0$). Ceci permet d'écrire les équations des tensions au régime établi sous la forme définitive suivante:

$$\dot{U}_{1m}=R_1\dot{I}_{1m}+j\omega_1\dot{\Psi}_{1m};\ \dot{U}_{2m}=R_2\dot{I}_{2m}+js\omega_1\dot{\Psi}_{2m}, \qquad (69\text{-}53)$$

où toutes les grandeurs sont exprimées en axes synchrones et représentent des amplitudes complexes.

Si l'on exprime les flux totaux embrassés par l'intermédiaire des courants à l'aide de (69-29), (69-30),

$$\left.\begin{aligned}\dot{\Psi}_{1m} &= L_1\dot{I}_{1m} + L_{12m}\dot{I}_{2m} = L_{1\sigma}\dot{I}_{1m} + L_{12m}\dot{I}_{0m};\\ \dot{\Psi}_{2m} &= L_2\dot{I}_{2m} + L_{12m}\dot{I}_{1m} = L_{2\sigma}\dot{I}_{2m} + L_{12m}\dot{I}_{0m},\end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}54)$$

où $\dot{I}_{0m} = \dot{I}_{1m} + \dot{I}_{2m}$ est l'amplitude complexe du courant magnétisant et qu'on divise l'équation du rotor par $\sqrt{2}$ et par le glissement $s = \frac{\omega_1 - \omega}{\omega_1} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ et l'équation du stator par $\sqrt{2}$, on obtient un système d'équations:

$$\left.\begin{aligned}\dot{U}_1 &= \dot{I}_1\,(R_1 + j\omega_1 L_{1\sigma}) + j\omega_1 L_{12m}\dot{I}_0;\\ \frac{\dot{U}_2}{s} &= \dot{I}_2\left(\frac{R_2}{s} + j\omega_1 L_{2\sigma}\right) + j\omega_1 L_{12m}\dot{I}_0 = 0,\end{aligned}\right\} \qquad (69\text{-}55)$$

qui coïncide avec l'équation (42-11) obtenue pour la machine asynchrone ramenée au transformateur.

On peut s'en assurer si l'on se rappelle que $\frac{R_2}{s} = R_2 + R_2\frac{1-s}{s} = R_2 + R_{\text{méc}}$; $X_1 = \omega_1 L_{1\sigma}$; $X_2 = \omega_1 L_{2\sigma}$; $X_0 = \omega_1 L_{12m}$; $\dot{E}_2 = \dot{E}_1 = -jX_0\dot{I}_0$. On ne perdra pas de vue que les équations (69-55) ne tiennent pas compte des pertes magnétiques ($R_0 = 0$) et que toutes les grandeurs rotoriques sont ramenées à l'enroulement du stator (les indices de cette opération sont omis).

CHAPITRE 70

PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES

§ 70-1. Particularités des phénomènes transitoires dans les machines asynchrones

L'analyse des phénomènes transitoires dans les machines asynchrones se fait le plus commodément sous forme complexe à l'aide du système d'équations des tensions écrites en axes d, q (69-32), (69-38), en axes α, β (69-31), (69-34) ou, dans le cas général, dans un plan complexe tournant à une vitesse quelconque ω_0 (69-41), (69-42). Ce système d'équations complété par les équations des tensions homopolaires u_{01} et u_{02} (69-19), (69-20) décrit d'une façon exhaustive (dans les limites des hypothèses simplificatrices introduites) les régimes permanents et transitoires, aussi bien équilibrés que déséquilibrés, des machines asynchrones et peut être utilisé au lieu du système d'équations pour les tensions de phase (69-1) à (69-4). A la différence du système d'équations des tensions simples (69-1), (69-2), ce système a une structure beaucoup plus simple et représente un ensemble d'équations différentielles linéaires à coefficients constants, ce qui rend possible sa résolution par des méthodes analytiques et facilite dans une large mesure sa résolution à l'aide de calculateurs analogiques ou numériques. Il y a lieu de rappeler que les coefficients (R_1, R_2, L_1, L_2, L_{12m}, L_{01}, L_{02}, ω) des courants dans les équations des tensions en axes α, β, 0 ou d, q, 0 peuvent être considérés comme constants dans les hypothèses où l'on néglige:

1) la saturation des portions ferromagnétiques du circuit magnétique ;
2) la denture des armatures magnétiques ;
3) les harmoniques spatiaux supérieurs et inférieurs du champ magnétique (on n'en tient compte, de façon approchée, que lors du calcul de la dispersion différentielle) ;
4) les harmoniques temporels supérieurs des courants ;
5) les pertes magnétiques et les pertes supplémentaires par courants de Foucault dans les conducteurs ;
6) la variation de la vitesse angulaire (c'est-à-dire à ω=constante).

Avant de procéder à la résolution du système d'équations complexes des tensions écrites en axes quelconques, il faut ramener à ces axes tant les grandeurs simples, qui déterminent les conditions initiales, que les grandeurs dont la variation amène au phénomène transitoire. Cette opération peut s'effectuer à l'aide des équations

du type (69-25), (69-27) ou (69-26), (69-28) et, dans le cas le plus général, au moyen de (69-43). A partir des fonctions complexes des courants obtenues à la suite de la résolution des équations on détermine, par une transformation inverse, les courants simples. Par exemple, si les courants sont déterminés dans le système d'axes α, β, 0 et sont égaux à $\widetilde{I}_1 = i_{1\alpha} + ji_{1\beta}$, $\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} = i_{2\alpha} + ji_{2\beta}$, on a

$$i_{1A} = \operatorname{Re} \widetilde{I}_1 ; \quad i_{1B} = \operatorname{Re} [\widetilde{I}_1 \underline{a}^2] ; \quad i_{1C} = \operatorname{Re} [\widetilde{I}_1 \underline{a}] ;$$

$$i_{2a} = \operatorname{Re} [\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha}] ;$$

$$i_{2b} = \operatorname{Re} [\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} \underline{a}^2] ;$$

$$i_{2c} = \operatorname{Re} [\widetilde{I}_{2(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} \underline{a}] .$$

Au cours de la plupart des régimes transitoires, le rotor de la machine asynchrone est mis en court-circuit et la tension aux bornes de son enroulement triphasé est nulle ($\widetilde{U}_2 = 0$). Si le circuit de l'enroulement rotorique comporte un système symétrique de résistances et d'inductances, on peut considérer, en ajoutant ces résistances aux résistances propres du rotor et les inductances aux inductances de fuite du rotor, que la tension entre les bornes de l'enroulement rotorique est toujours nulle ($\widetilde{U}_2 = 0$).

La description mathématique donnée au chap. 69 peut être étendue également aux machines asynchrones à enroulement rotorique en court-circuit. A cet effet, il suffit de remplacer l'enroulement polyphasé en court-circuit du rotor par un enroulement triphasé équivalent ayant les mêmes paramètres que l'enroulement statorique et de prendre les paramètres de cet enroulement égaux aux paramètres de l'enroulement en court-circuit ramenés à l'enroulement statorique (v. § 41-4).

Etudiant les phénomènes transitoires au cours desquels la vitesse de variation de la vitesse de rotation est du même ordre de grandeur que la vitesse de variation des grandeurs électriques (c'est-à-dire des phénomènes électromécaniques), on doit considérer conjointement les équations complexes des tensions écrites en axes déterminées et les équations du mouvement du rotor (69-11). Le couple électromagnétique intervenant dans l'équation du mouvement est à calculer par (69-48) ou (69-49).

§ 70-2. Phénomènes transitoires à l'enroulement statorique ouvert. Débranchement de la machine asynchrone du réseau

Supposons qu'avant le débranchement la machine fonctionnait au régime établi à vitesse angulaire ω du rotor et à pulsation ω_1 du réseau. A $t = 0$, toutes les phases de l'enroulement statorique

sont simultanément débranchées du réseau et le courant qui circulait dans le stator avant la coupure de l'alimentation $\widetilde{I}_{1(t=0)}$ s'annule assez vite (pendant la durée de l'arc qui se produit entre les contacts qui ouvrent le circuit de l'enroulement statorique). Si l'on admet que pour cet intervalle de temps l'enroulement rotorique en court-circuit est supraconducteur et qu'on lui applique le principe de constance des flux totaux embrassés, on peut conclure que le flux couplé avec le rotor $\widetilde{\Psi}_{2in} = L_2\widetilde{I}_{2in}$ reste après la disparition du courant statorique le même qu'au régime établi précédent pour $t = 0$, lorsqu'il était égal à $\widetilde{\Psi}_{2(t=0)} = L_2\widetilde{I}_{2(t=0)} + L_{12}\widetilde{I}_{1(t=0)}$, où $\widetilde{I}_{2(t=0)}$ est le courant dans le rotor au régime établi précédent.

Ces flux embrassés peuvent s'exprimer en tout système d'axes d'après (69-43a). Par souci de simplification, l'inductance mutuelle L_{12m} est désignée ici et plus loin par L_{12} en omettant l'indice additionnel m. A partir de la condition $\widetilde{\Psi}_{2in} = \widetilde{\Psi}_{2(t=0)}$, on trouve le courant dans le rotor après la disparition du courant statorique

$$\widetilde{I}_{2in} = \frac{\widetilde{\Psi}_{2\,(t=0)}}{L_2} = \widetilde{I}_{2\,(t=0)} + k_2\widetilde{I}_{1\,(t=0)}, \tag{70-1}$$

où $k_2 = L_{12}/L_2$ est le coefficient de couplage du rotor.

Le phénomène transitoire qui se produit ensuite représente une décroissance du courant $\widetilde{I}_2$ dont la valeur initiale est $\widetilde{I}_{2in}$. La durée de l'arc étant très petite, on peut considérer que le phénomène transitoire commence à $t = 0$. Le courant $\widetilde{I}_2$ se détermine à partir de l'équation pour l'enroulement en court-circuit du rotor, à enroulement statorique ouvert, c'est-à-dire pour $\widetilde{I}_1 = 0$; $\widetilde{U}_2 = 0$. Ecrivons l'équation du rotor (69-42) dans le système d'axes tournant à une vitesse quelconque ω_0:

$$R_2\widetilde{I}_2 \cdot [p + j\,(\omega_0 - \omega)]\ \Psi_2 = 0, \text{ où}$$

$$\widetilde{\Psi}_2 = L_2\widetilde{I}_2.$$

La solution de cette équation différentielle homogène est $I_2 = Ce^{p_0t}$. L'exposant d'affaiblissement p_0 est la racine de l'équation caractéristique correspondante

$$p + j\,(\omega_0 - \omega) + \frac{1}{T_{20}} = 0,$$

d'où

$$p_0 = -\frac{1}{T_{20}} - j(\omega_0 - \omega),$$

où $T_{20} = L_2/R_2$ est la constante de temps de l'enroulement rotorique à l'enroulement statorique ouvert.

La constante d'intégration $\underline{C}$ se détermine par la condition initiale pour $t = 0$

$$\widetilde{I}_{21n} = \underline{C}e^{p_0 t} = \underline{C}.$$

En définitive, la fonction complexe résultante du courant du rotor s'exprime sous la forme

$$\widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{21n}\, e^{-t/T_{20}} e^{-j(\omega_0 - \omega)t}. \tag{70-2}$$

Sa signification physique devient la plus claire lorsqu'on utilise le système d'axes d, q tournant à la vitesse du rotor $\omega_0 = \omega$. En axes du rotor, la fonction complexe $\widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{21n}e^{-t/T_{20}}$ décroît avec la constante de temps T_{20} tout en restant immobile par rapport au rotor. A la fonction complexe résultante du courant $\widetilde{I}_2$ correspond un système de courants à affaiblissement apériodique dans les phases du rotor

$$i_{2a} = i_{2a\,\text{in}}e^{-t/T_{20}};\ i_{2b} = i_{2b\,\text{in}}e^{-t/T_{20}};$$
$$i_{2c} = i_{2c\,\text{in}}e^{-t/T_{20}},$$

où

$$i_{2a\,\text{in}} = \operatorname{Re}[\widetilde{I}_{21n}];\ i_{2b\,\text{in}} = \operatorname{Re}[\widetilde{I}_{21n}\underline{a}^2];\ i_{2c\,\text{in}} = \operatorname{Re}[\widetilde{I}_{21n}\underline{a}]$$

sont les valeurs initiales des courants.

En axes du stator α, β, la vitesse angulaire $\omega_0 = 0$ et la fonction complexe résultante du courant rotorique

$$\widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{21n}\, e^{-t/T_{20}} e^{j\omega t}$$

tourne à la vitesse ω du rotor puisque la f.m.m. produite par les courants à affaiblissement apériodique dans les phases du rotor tourne par rapport au stator justement à cette vitesse.

Comme il résulte de (69-41) écrite en axes α, β, c'est-à-dire pour $\omega_0 = 0$, le champ engendré par les courants rotoriques induit dans l'enroulement ouvert du stator une tension

$$\widetilde{U}_1 = +\frac{d\widetilde{\Psi}_1}{dt} = \widetilde{U}_{1\,\text{in}}e^{-t/T_{20}}e^{j\omega t}, \tag{70-3}$$

où

$$\widetilde{\Psi}_1 = L_{12}\widetilde{I}_2 = L_{12}\widetilde{I}_{21n}e^{-t/T_{20}}\, e^{j\omega t};\ \widetilde{\Psi}_{11n} = L_{12}\widetilde{I}_{21n};$$
$$\widetilde{U}_{11n} = \left(j\omega - \frac{1}{T_{20}}\right)\widetilde{\Psi}_{11n} \approx j\omega\widetilde{\Psi}_{11n}.$$

Cette tension varie à la vitesse angulaire ω du rotor et son amplitude décroît avec la constante de temps T_{20}.

§ 70-3. Phénomènes transitoires à l'enroulement statorique mis en court-circuit ou branché sur le réseau

1. Ecriture des équations des tensions par l'intermédiaire des flux totaux embrassés. — Dans ce cas, pour l'étude des phénomènes transitoires dans le plan complexe tournant à une vitesse quelconque ω_0, on est amené à considérer conjointement les équations différentielles pour le stator et le rotor en court-circuit (69-41), (69-42). En supposant la tension statorique donnée et en exprimant les flux par les courants à l'aide de (69-43a), on obtient un système d'équations permettant de déterminer les courants inconnus

$$\left.\begin{aligned}&[R_1+(p+j\omega_0)L_1]\,\widetilde{I}_1+(p+j\omega_0)\,L_{12}\widetilde{I}_2=\widetilde{U}_1;\\&[p+j(\omega_0-\omega)]\,L_{12}\widetilde{I}_1+[R_2+(p+j\omega_0-j\omega)\;L_2]\,\widetilde{I}_2=0.\end{aligned}\right\}\qquad(70\text{-}4)$$

Pourtant, un système d'équations établies pour les flux inconnus s'avère plus préférable. Pour l'obtenir, exprimons les courants par les flux embrassés à l'aide du système (69-43a)

$$\left.\begin{aligned}&\widetilde{I}_1=(\widetilde{\Psi}_1-k_2\widetilde{\Psi}_2)/L_1';\\&\widetilde{I}_2=(\widetilde{\Psi}_2-k_1\widetilde{\Psi}_1)/L_2'.\end{aligned}\right\}\qquad(70\text{-}5)$$

Dans ces équations

$$L_1'=L_1-L_{12}^2L_2^{-1}=L_{1\sigma}+(L_{2\sigma}^{-1}+L_{12}^{-1})^{-1}=\sigma L_1$$

est l'inductance transitoire de l'enroulement statorique pour l'enroulement rotorique en court-circuit [analogue à l'inductance transitoire L_d' dans la machine synchrone, v. (73-24)];

$$L_2'=L_2-L_{12}^2L_1^{-1}=L_{2\sigma}+(L_{1\sigma}^{-1}+L_{12}^{-1})^{-1}=\sigma L_2$$

est l'inductance transitoire de l'enroulement rotorique pour l'enroulement statorique mis en court-circuit [analogue à l'inductance transitoire L_f' dans la machine synchrone, v. (72-23)];

$k_1=L_{12}L_1^{-1}=1-\sigma_1$, le coefficient de couplage du stator;
$k_2=L_{12}L_2^{-1}=1-\sigma_2$, le coefficient de couplage du rotor;
$k=k_1k_2=L_{12}^2(L_1L_2)^{-1}=1-\sigma$, le coefficient de couplage résultant;
$\sigma_1=L_{1\sigma}L_1^{-1}=1-k_1$, le coefficient de dispersion du stator;
$\sigma_2=L_{2\sigma}L_2^{-1}=1-k_2$, le coefficient de dispersion du rotor;
$\sigma=1-L_{12}^2(L_1L_2)^{-1}=1-k$, le coefficient de dispersion résultant.

Introduisant les expressions (70-5) dans (69-41), (69-42), on obtient un système d'équations différentielles pour les flux couplés avec le stator et avec le rotor:

$$\left.\begin{aligned}&[R_1(L_1')^{-1}+p+j\omega_0]\,\widetilde{\Psi}_1-k_2R_1(L_1')^{-1}\,\widetilde{\Psi}_2=\widetilde{U}_1;\\&-k_1R_2(L_2')^{-1}\,\widetilde{\Psi}_1+[R_2(L_2')^{-1}+p+j(\omega_0-\omega)]\,\widetilde{\Psi}_2=0.\end{aligned}\right\}\qquad(70\text{-}6)$$

Quant au couple électromagnétique, on peut l'exprimer lui aussi directement par les flux embrassés sans déterminer les courants. Introduisant dans (69-44) le courant $\widetilde{I}_2$ donné par (70-5) en fonction des couples embrassés et ayant en vue que Im $\widetilde{\Psi}_2\widetilde{\Psi}_2^* = 0$, on obtient:

$$M = \frac{3p_\tau}{2}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\Psi}_2\widetilde{I}_2^* = -\frac{3p_\tau k_1}{2L_2'}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\Psi}_2\widetilde{\Psi}_1^* = \frac{3p_\tau k}{\sigma L_{12}}\,\frac{(\widetilde{\Psi}_2^*\widetilde{\Psi}_1 - \widetilde{\Psi}_2\widetilde{\Psi}_1^*)}{4j}. \qquad (70\text{-}7)$$

Dans le système d'axes fixes α, β (pour $\omega_0 = 0$), les équations (70-6) prennent la forme

$$\left.\begin{aligned} &(p + s_{k1}\omega_1)\,\widetilde{\Psi}_1 - k_2 s_{k1}\omega_1\widetilde{\Psi}_2 = \widetilde{U}_1; \\ &-k_1 s_{k2}\omega_1\widetilde{\Psi}_1 + (p + s_{k2}\omega_1 - j\omega)\,\widetilde{\Psi}_2 = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}8)$$

où

$$s_{k1}\omega_1 = R_1\,(L_1')^{-1} = \frac{1}{T_1'}; \qquad s_{k2}\omega_1 = R_2\,(L_2')^{-1} = \frac{1}{T_2'};$$

T_1', la constante de temps de l'enroulement statorique pour l'enroulement rotorique mis en court-circuit et $\omega = \omega_1$;
T_2', la constante de temps de l'enroulement rotorique pour l'enroulement statorique mis en court-circuit et $\omega = \omega_1$ (analogue à T_f' ou T_{kd}', v. § 72-3);
$s_{k1} = R_1/(\omega_1 L_1')$, le glissement critique correspondant au couple maximal en cas d'alimentation du côté rotor, le stator étant en court-circuit;
$s_{k2} = R_2/(\omega_1 L_2')$, le glissement critique correspondant au couple maximal en cas d'alimentation du côté stator, le rotor étant en court-circuit [dans la partie 4 ce glissement était défini par (43-13)].

2. Composantes des courants et des flux embrassés. — Dans le cas où la tension $\widetilde{U}_1$ apparaît brusquement ($\widetilde{U}_1 = 0$ à $t < 0$ et $\widetilde{U}_1 = \dot{U}_{1m}e^{j\omega_1 t}$ à $t \geqslant 0$) et la vitesse angulaire ω du rotor est constante, la solution du système d'équations différentielles (70-8) est représentée pour chacun des flux embrassés inconnus par la somme de deux composantes: d'une composante stationnaire ($\widetilde{\Psi}_{1st}$ ou $\widetilde{\Psi}_{2st}$) et d'une composante libre ($\widetilde{\Psi}_{1l}$ ou $\widetilde{\Psi}_{2l}$)

$$\widetilde{\Psi}_1 = \widetilde{\Psi}_{1st} + \widetilde{\Psi}_{1l}; \quad \widetilde{\Psi}_2 = \widetilde{\Psi}_{2st} + \widetilde{\Psi}_{2l}. \qquad (70\text{-}9)$$

D'une manière analogue, en utilisant la solution du système (70-4) ou les équations (70-5), on peut exprimer les courants dans le stator et dans le rotor par

$$\widetilde{I}_1 = \widetilde{I}_{1st} + \widetilde{I}_{1l}; \quad \widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{2st} + \widetilde{I}_{2l}.$$

Dans ces conditions, les valeurs stationnaires des flux embrassés ou des courants se déterminent par la résolution du système (70-4)

ou (70-8) pour $t = \infty$. Les composantes libres correspondent aux solutions des systèmes (70-4) ou (70-8) pour $\tilde{U}_1 = 0$. Ces solutions sont la somme de deux fonctions exponentielles. Par exemple, les composantes libres des flux embrassés ont pour expression:

$$\left.\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{1l} &= \tilde{\Psi}_{1a} e^{p_a t} + \tilde{\Psi}_{1p} e^{p_p t}; \\ \tilde{\Psi}_{2l} &= \tilde{\Psi}_{2a} e^{p_a t} + \tilde{\Psi}_{2p} e^{p_p t}, \end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}10)$$

où $\tilde{\Psi}_{1a}$, $\tilde{\Psi}_{2a}$ sont les valeurs initiales des flux embrassés libres correspondant à la racine $p = p_a$ de l'équation caractéristique;

$\tilde{\Psi}_{1p}$, $\tilde{\Psi}_{2p}$, les valeurs initiales des flux embrassés libres correspondant à la racine $p = p_p$ de l'équation caractéristique.

3. Equation caractéristique et détermination de ses racines. — L'équation caractéristique dont les racines sont les exposants d'affaiblissement p_a et p_p s'obtient à partir du système d'équations homogènes correspondant à (70-8):

$$\left.\begin{aligned} &(p + s_{k1}\omega_1)\tilde{\Psi}_1 - k_2 s_{k1}\omega_1 \tilde{\Psi}_2 = 0; \\ &-k_1 s_{k2}\omega_1 \tilde{\Psi}_1 + (p + s_{k2}\omega_1 - j\omega)\tilde{\Psi}_2 = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}11)$$

En éliminant les flux embrassés $\tilde{\Psi}_1$ et $\tilde{\Psi}_2$ entre ces équations, écrivons l'équation caractéristique

$$p^2 + p\left(s_{k1} + s_{k2} - j\frac{\omega}{\omega_1}\right)\omega_1 + \left(\sigma s_{k1} s_{k2} - j s_{k1}\frac{\omega}{\omega_1}\right)\omega_1^2 = 0$$

et déterminons ses racines

$$p = -0{,}5(s_{k1} + s_{k2})\omega_1 + 0{,}5j\omega \pm$$
$$\pm 0{,}5\omega_1 \sqrt{(s_{k2} - s_{k1} - j\omega\omega_1^{-1})^2 + 4(1-\sigma)s_{k1}s_{k2}}. \qquad (70\text{-}12)$$

Convenons que le signe « — » devant le radical correspond à la racine $p = p_a$ et le signe « + » à la racine $p = p_p$.

Dans le cas général, l'exposant d'affaiblissement est un nombre complexe $p = p_\alpha + jp_\beta$. Puisque la composante libre s'exprime sous la forme

$$Ce^{pt} = Ce^{p_\alpha t} e^{jp_\beta t},$$

la partie réelle détermine la constante de temps $T = -p_\alpha^{-1}$, le coefficient p_β de la partie imaginaire de p est égal à la vitesse angulaire de la composante libre par rapport au plan complexe fixe α, β.

Dans certains cas particuliers importants, l'expression (70-12) de p prend une forme beaucoup plus simple. Examinons ces cas.

a) Le rotor est immobile. — Dans ce cas on a $\omega = 0$ et les deux valeurs de la racine p sont des nombres réels ($p_\beta = 0$):

$$p = p_\alpha = -0{,}5(s_{k1} + s_{k2})\omega_1 \left[1 \mp \sqrt{1 - 4\sigma s_{k1}s_{k2}(s_{k1} + s_{k2})^{-2}}\right].$$

Le second terme sous le radical étant petit par rapport à l'unité, on peut, sans commettre d'erreur sensible, mettre l'expression de p sous une forme encore plus simple

$$p = p_\alpha = -0{,}5\,(s_{k1} + s_{k2})\,\omega_1\,\{1 \mp [1 - 2\sigma s_{k1} s_{k2}\,(s_{k1} + s_{k2})^{-2}]\}.$$

En prenant dans cette expression le signe « + » devant les crochets, on obtient la valeur de p correspondant à la composante apériodique rapidement décroissante:

$$p_a = -(s_{k1} + s_{k2})\,\omega_1 + \sigma\omega_1 s_{k1} s_{k2}\,(s_{k1} + s_{k2})^{-1}.$$

En introduisant dans cette formule les valeurs typiques des paramètres de la machine asynchrone ($\omega_1 = 314$ rd/s; $\omega_1 s_{k1} = 31{,}4$ rd/s; $\omega_1 s_{k2} = 47{,}1$ rd/s; $k_1 = 0{,}9675$; $k_2 = 0{,}9525$; $k = 0{,}92$; $\sigma = 1 - k = 0{,}08$), on peut s'assurer que le second terme dans cette formule ne dépasse pas 0,02 du premier. En rejetant le second terme, on trouve pour l'exposant d'affaiblissement du phénomène rapide

$$p_a = -T_a^{-1} = -(s_{k1}\omega_1 + s_{k2}\omega_1) = -(T_1' + T_2')\,(T_1' T_2')^{-1}. \quad (70\text{-}13)$$

Si l'on prend dans l'expression de p le signe « — » devant les crochets, on obtient la valeur de p correspondant à la composante lentement décroissante

$$p_p = -T_p^{-} = -\frac{s_{k1} s_{k2} \omega_1^2 \sigma^2}{s_{k1}\omega_1\sigma + s_{k2}\omega_1\sigma} = -(T_{10} + T_{20})^{-1}, \quad (70\text{-}14)$$

où

$$T_{10} = \frac{1}{\sigma\omega_1 s_{k1}} = \frac{L_1}{R_1} = T_1'\sigma^{-1}; \quad T_{20} = \frac{1}{\sigma\omega_1 s_{k2}} = \frac{L_2}{R_2} = T_2'\sigma^{-1}$$

sont les composantes de temps des enroulements statorique et rotorique lorsque l'autre enroulement est à circuit ouvert (v. § 72-2).

b) Le rotor tourne à une vitesse quelconque ω. — Dans ce cas, pour simplifier les calculs, il est commode d'introduire dans (70-12) au lieu de s_{k1} et s_{k2} leur valeur moyenne, en posant $s_{k1} = s_{k2} = s_k$, où $s_k = 0{,}5\,(s_{k1} + s_{k2})$. Alors on a pour la valeur approchée de p

$$p = p_\alpha + jp_\beta \approx -s_k\omega_1 + 0{,}5j\omega \pm 0{,}5\omega_1 \sqrt{-\omega^2\omega_1^{-2} + 4\,(1-\sigma)\,s_k^2}.$$

Lors d'une rotation lente du rotor, lorsque $\omega < 2\omega_1 s_k \sqrt{1-\sigma}$, la racine carrée qui figure dans l'expression de p est un nombre réel, par conséquent, les coefficients de la partie imaginaire des valeurs possibles de p sont identiques:

$$p_{a\beta} = p_{p\beta} = 0{,}5\omega.$$

Ceci signifie que les deux composantes du phénomène libre tournent à la même vitesse angulaire égale à la moitié de la vitesse du rotor. Au contraire, les parties réelles de p sont différentes dans cette gamme de vitesses du rotor:

$$p_{a\alpha} = -s_k\omega_1 - 0{,}5\omega_1 \sqrt{4\,(1-\sigma)\,s_k^2 - \omega^2\omega_1^{-2}} = -T_a^{-1};$$

$$p_{p\alpha} = -s_k\omega_1 + 0{,}5\omega_1 \sqrt{4\,(1-\sigma)\,s_k^2 - \omega^2\omega_1^{-2}} = -T_p^{-1}.$$

La composante d'indice « a » décroît plus rapidement et la composante d'indice « p » plus lentement. Comme

$$(p_\alpha + s_k\omega_1)^2 + p_\beta^2 = (1-\sigma)\, s_k^2\omega_1^2 = \text{constant},$$

le lieu géométrique de la fonction complexe de p (fig. 70-1) est une circonférence de centre au point $(-s_k\omega_1)$ et de rayon égal à $s_k\omega_1\sqrt{1-\sigma}$. Dans le cas d'une rotation rapide du rotor, lorsque $\omega > 2\omega_1 s_k\sqrt{1-\sigma}$, la racine carrée qui entre dans l'expression de p est un nombre imaginaire et les parties réelles des deux racines de l'équation caractéristique sont donc égales à :

$$p_{a\alpha} = p_{p\alpha} = -s_k\omega_1.$$

Ceci signifie que les deux composantes du phénomène libre décroissent avec une même constante de temps moyenne

$$T_a = T_p = \frac{1}{s_k\omega_1} = 0{,}5\,(T_1' + T_2').$$

Par contre, les coefficients de la partie imaginaire de p sont différents dans cette gamme de vitesse du rotor :

$$p_{a\beta} = 0{,}5\omega - 0{,}5\omega_1\sqrt{\omega^2\omega_1^{-2} - 4(1-\sigma)\, s_k^2};$$

$$p_{p\beta} = 0{,}5\omega + 0{,}5\omega_1\sqrt{\omega^2\omega_1^{-2} - 4(1-\sigma)\, s_k^2}.$$

Ainsi les fonctions complexes résultantes des composantes du phénomène libre tournent dans ce cas avec des vitesses angulaires différentes p_β et $p_{p\beta} \neq p_{a\beta}$.

Le lieu géométrique de la fonction complexe de p (fig. 70-1) est une droite parallèle à l'axe imaginaire. Sa distance à l'axe imaginaire est égale à $-s_k\omega_1$. Cette droite coupe la circonférence à la vitesse critique angulaire $\omega = 2\omega_1 s_k\sqrt{1-\sigma}$. Le lieu géométrique de la fonction complexe de p est construit sur la figure 70-1 pour la machine asynchrone ayant les paramètres indiqués plus haut, toutes les grandeurs étant représentées en unités relatives par division par ω_1.

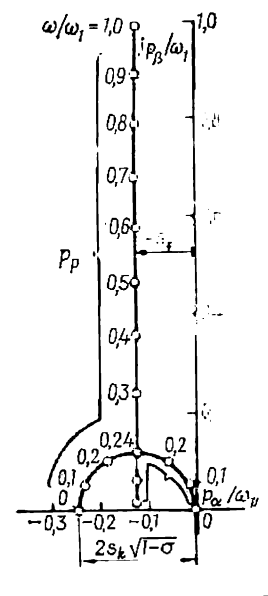


Fig. 70-1. Lieu géométrique des racines de l'équation caractéristique $p = p_\alpha + jp_\beta$ lors de la variation de la vitesse angulaire relative ω/ω_1 du rotor.

c) **Le rotor tourne à une vitesse voisine du synchronisme ($\omega \approx \omega_1$).** — Dans ce cas il est possible de tenir compte de façon précise de la différence entre s_{k1} et s_{k2}. Reportons-nous à l'équation de départ (70-12) pour p et écrivons la racine carrée qui y figure sous la forme de $\sqrt{1-x}$, où $x \ll 1$. A cet effet, il faut transformer l'expression sous le radical

$$\sqrt{(s_{k2}-s_{k1})^2 - 2j\,(s_{k2}-s_{k1})\,\omega/\omega_1 - \omega^2/\omega_1^2 + 4\,(1-\sigma)\, s_{k1}s_{k2}}$$

en utilisant l'expression approchée

$$(s_{k2} - s_{k1})^2 + 4(1 - \sigma) s_{k1}s_{k2} \approx (s_{k2} + s_{k1})^2 (1 - \sigma)$$

dont l'emploi n'introduit qu'une erreur négligeable (pour la machine à paramètres indiqués elle ne dépasse pas 0,3 %), mettre en facteur $-\omega^2/\omega_1^2$

$$j\frac{\omega}{\omega_1}\sqrt{1-(s_{k2}+s_{k1})^2(1-\sigma)\,\omega_1^2/\omega^2+2j\,(s_{k2}-s_{k1})\,\omega/\omega_1}$$

et, ayant en vue que pour $\omega/\omega_1 \approx 1$ les deuxième et troisième termes sous le radical sont petits devant le premier, utiliser la relation approchée $\sqrt{1-x} \approx 1 - x/2$. Après avoir effectué ces transformations et représenté la racine carrée sous la forme approximative

$$j\frac{\omega}{\omega_1}\left[1-(s_{k2}+s_{k1})^2(1-\sigma)\,\omega_1^2/(2\omega^2)+j\,(s_{k2}-s_{k1})\,\omega/\omega_1\right],$$

on peut obtenir à partir de (70-12) les racines de l'équation caractéristique : avec le signe « — » devant la racine carrée

$$p_{\mathrm{a}} = p_{\mathrm{a}\alpha} + jp_{\mathrm{a}\beta} = -s_{k1}\omega_1 + j\omega\,(1-\sigma)\,(s_{k2}+s_{k1})^2\,\omega_1^2/(4\omega^2), \qquad (70\text{-}15)$$

et avec le signe « + »

$$p_{\mathrm{p}} = p_{\mathrm{p}\alpha} + jp_{\mathrm{p}\beta} = -s_{k2}\omega_1 + j\omega - j\omega\,(1-\sigma)\,(s_{k2}+s_{k1})^2\,\omega_1^2/(4\omega^2). \qquad (70\text{-}16)$$

Il résulte de (70-15) que la fonction complexe de la composante d'indice « a » du phénomène transitoire décroît avec la constante de temps

$$T_1' = -p_{\mathrm{a}\alpha}^{-1} = 1/(s_{k1}\omega_1) = L_1'/R_1,$$

c'est-à-dire avec la constante de temps de l'enroulement statorique lorsque l'enroulement rotorique est en court-circuit (v. plus haut), et tourne avec une vitesse angulaire bien faible $p_{\mathrm{a}\beta}$ dans le sens de rotation du rotor (pour $\omega/\omega_1 \approx 1$ et les paramètres indiqués plus haut on a $p_{\mathrm{a}\beta} = 0{,}0144\omega$). Ceci signifie que la composante d'indice « a » correspond au système de courants (de flux embrassés) libres (apériodiques) dans l'enroulement statorique.

Par rapport aux courants apériodiques circulant dans le stator, le rotor tourne à la vitesse

$$\omega - p_{\mathrm{a}\beta} = \omega\left[1-(1-\sigma)\,(s_{k1}+s_{k2})^2\,\omega_1^2/(4\omega^2)\right],$$

qui diffère peu de la vitesse ω (pour les paramètres indiqués plus haut, $\omega - p_{\mathrm{a}\beta} = 0{,}9856\omega$). Il est dès lors induit dans l'enroulement rotorique un système de courants (de flux embrassés) périodiques de pulsation $\omega - p_{\mathrm{a}\beta}$.

Comme il résulte de (70-16), la fonction complexe de la composante d'indice « p » du phénomène transitoire décroît avec une constante de temps

$$T_2' = -p_{\mathrm{p}\alpha}^{-1} = 1/(s_{k2}\omega_1) = L_2'/R_2,$$

c'est-à-dire avec la constante de temps de l'enroulement rotorique pour l'enroulement statorique mis en court-circuit (v. plus haut) et tourne avec une vitesse angulaire $p_{p\beta}$ légèrement inférieure à la vitesse ω du rotor (pour les paramètres indiqués plus haut on a $p_{p\beta} = 0{,}9856\omega$), ce qui signifie que la composante d'indice « p » correspond au système de courants libres (apériodiques) dans le rotor. Dans ces conditions, le système de courants libres dans le rotor, tout en restant immobile par rapport au rotor, tourne avec lui à la vitesse $p_{p\beta}$ et induit dans l'enroulement statorique un système périodique de courants variant à la fréquence

$$p_{p\beta} = \omega\,[1 - (1 - \sigma)\,(s_{k2} + s_{k1})^2\,\omega_1^2/(4\omega^2)].$$

En associant l'appellation des composantes au caractère de leur variation dans l'enroulement statorique, on donne le nom de *périodiques* (indice « p ») tant aux courants (flux embrassés) transitoires périodiquement variables dans l'enroulement statorique qu'au système de courants (flux embrassés) libres dans l'enroulement rotorique qui est mutuellement lié au système de courants statoriques.

De même, le nom de composantes *apériodiques* (indice « a ») est attribué tant au système de courants (flux embrassés) libres (apériodiques) dans l'enroulement statorique qu'au système de courants (flux embrassés) périodiquement variables qui sont induits dans l'enroulement du rotor se déplaçant à la vitesse $\omega - p_{a\beta}$ par rapport au champ produit par le système de courants libres du stato .

§ 70-4. Enclenchement de la machine asynchrone sur le réseau

L'enclenchement se fait à une vitesse angulaire quelconque ω du rotor. A $t = 0$, l'enroulement statorique est branché sur un réseau de tension $\dot{U}_1$. En axes α, β du stator, à $t < 0$ la tension $\dot{U}_1 = 0$ et à $t \geqslant 0$ la tension $\tilde{U}_1 = \dot{U}_{1m} e^{j\omega_1 t}$, où $\dot{U}_{1m} = U_{1m} e^{j\varphi_0}$.

Au régime transitoire, la vitesse angulaire du rotor est supposée inchangée et égale à ω. On suppose données les valeurs initiales des courants et des flux couplés avec les enroulements ($\tilde{I}_{1\text{in}}$, $\tilde{I}_{2\text{in}}$, $\tilde{\Psi}_{1\text{in}}$, $\tilde{\Psi}_{2\text{in}}$) qui existaient à $t = 0$. Dans le cas général, si l'enclenchement s'effectue à l'instant où les courants ne sont pas complètement disparus après la suppression du régime précédent (v. § 70-1), les valeurs initiales du courant du rotor et du flux couplé avec le rotor peuvent être différentes de zéro ($\tilde{\Psi}_{1\text{in}} \neq 0$, $\tilde{\Psi}_{2\text{in}} \neq 0$, $\tilde{I}_{2\text{in}} \neq 0$), alors que le courant dans l'enroulement statorique est toujours nul ($\tilde{I}_{1\text{in}} = 0$).

Les flux couplés avec le stator et le rotor au cours du régime transitoire se déterminent à partir du système d'équations différentielles (70-8) écrites en axes du stator et s'expriment par la somme

d'une composante stationnaire et d'une composante libre

$$\Psi_1 = \Psi_{1st} + \widetilde{\Psi}_{1l}; \quad \widetilde{\Psi}_2 = \widetilde{\Psi}_{2st} + \widetilde{\Psi}_{2l}, \tag{70-17}$$

où

$$\widetilde{\Psi}_{1l} = \widetilde{\Psi}_{1a} e^{p_a t} + \widetilde{\Psi}_{1p} e^{p_p t}; \quad \widetilde{\Psi}_{2l} = \widetilde{\Psi}_{2a} e^{p_a t} + \widetilde{\Psi}_{2p} e^{p_p t}.$$

Des relations analogues peuvent s'écrire pour les courants

$$\widetilde{I}_1 = \widetilde{I}_{1st} + \widetilde{I}_{1l}; \quad \widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{2st} + \widetilde{I}_{2l}, \tag{70-18}$$

où

$$\widetilde{I}_{1l} = \widetilde{I}_{1a} e^{p_a t} + \widetilde{I}_{1p} e^{p_p t}; \quad \widetilde{I}_{2l} = \widetilde{I}_{2a} e^{p_a t} + \widetilde{I}_{2p} e^{p_p t}.$$

Les exposants d'affaiblissement p_a et p_p se calculent dans le cas général à l'aide de (70-12). Les parties réelle et imaginaire de p_a et de p_p dépendent fortement de la vitesse angulaire ω du rotor.

Dans les cas particuliers examinés ci-dessus on peut les calculer au moyen de (70-13), (70-14) si le rotor est immobile ($\omega = 0$) et par (70-15), (70-16) si le rotor tourne à une vitesse voisine du synchronisme.

Les valeurs stationnaires des flux embrassés se déterminent à partir de (70-8) pour $t = \infty$.

Vu que les valeurs stationnaires des flux embrassés varient harmoniquement, on peut écrire leurs fonctions complexes résultantes en axes du stator

$$\widetilde{\Psi}_1 = \dot{\Psi}_{1m} e^{j\omega_1 t}; \quad \widetilde{\Psi}_2 = \dot{\Psi}_{2m} e^{j\omega_1 t}.$$

Dès lors, en remarquant que

$$p\widetilde{\Psi}_1 = j\omega_1 \widetilde{\Psi}_1, \quad p\widetilde{\Psi}_2 = j\omega_1 \widetilde{\Psi}_2,$$

on obtient à partir de (70-8) les équations suivantes en axes du stator pour les tensions au régime établi:

$$\left.\begin{aligned} \omega_1 (j + s_{k1}) \widetilde{\Psi}_1 - k_2 s_{k1} \omega_1 \widetilde{\Psi}_2 = \widetilde{U}_1; \\ - k_1 s_{k2} \omega_1 \widetilde{\Psi}_1 + \omega_1 (sj + s_{k2}) \widetilde{\Psi}_2 = 0, \end{aligned}\right\} \tag{70-19}$$

où $s = (\omega_1 - \omega)/\omega_1$ est le glissement.

En résolvant conjointement les équations du système (70-19), on obtient

$$\left.\begin{aligned} \widetilde{\Psi}_{1st} = \widetilde{\Psi}_1 = \frac{\widetilde{U}_1 (s_{k2} + js)}{j\omega_1 [(s_{k2} + ss_{k1}) + j(s - \sigma s_{k1} s_{k2})]}; \\ \widetilde{\Psi}_{2st} = \widetilde{\Psi}_2 = \frac{\widetilde{U}_1 k_1 s_{k2}}{j\omega_1 [(s_{k2} + ss_{k1}) + j(s - \sigma s_{k1} s_{k2})]}. \end{aligned}\right\} \tag{70-20}$$

De façon approchée, pour $R_1 = 0$ et $s_{k1} = 0$, on a

$$\widetilde{\Psi}_1 = \frac{\widetilde{U}_1}{j\omega_1}; \quad \widetilde{\Psi}_2 = \frac{\dot{U}_1 k_1 s_{k2}}{j\omega_1 (s_{k2} + js)}.$$

Moyennant (70-5), il est facile de trouver les courants au régime établi

$$\left.\begin{aligned}\tilde{I}_{1st} = \tilde{I}_1 &= \frac{\tilde{U}_1\,(\sigma s_{k2} + js)}{j\omega_1 L_1' \,[(s_{k2} + s s_{k1}) + j\,(s - \sigma s_{k1} s_{k2})]}\,;\\ \tilde{I}_{2st} = \tilde{I}_2 &= \frac{\tilde{U}_1\,(-k_1 js)}{j\omega_1 L_2' \,[(s_{k2} + s s_{k1}) + j\,(s - \sigma s_{k1} s_{k2})]}\,.\end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}21)$$

Pour déterminer les quatre coefficients complexes inconnus qui figurent dans les expressions pour les composantes libres des flux embrassés ou des courants intervenant dans (70-17) ou (70-18), on utilise les conditions initiales à $t = 0$. En introduisant les conditions initiales données, par exemple, pour les flux embrassés dans (70-17)

$$\left.\begin{aligned}\underset{(t=0)}{\tilde{\Psi}_1} &= \tilde{\Psi}_{1\mathrm{in}} = \tilde{\Psi}_{1st} + \tilde{\Psi}_{1a} + \tilde{\Psi}_{1p};\\ \underset{(t=0)}{\tilde{\Psi}_2} &= \tilde{\Psi}_{2\mathrm{in}} = \tilde{\Psi}_{2st} + \tilde{\Psi}_{2a} + \tilde{\Psi}_{2p},\end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}22)$$

on obtient deux des quatre équations nécessaires.

Les deux autres équations s'obtiennent du fait que les équations différentielles homogènes (70-11) doivent être satisfaites pour les composantes des flux embrassés tant apériodiques que périodiques. En introduisant dans la première des équations (70-11) les composantes apériodiques $\tilde{\Psi}_{1a}e^{p_a t}$, $\tilde{\Psi}_{2a}e^{p_a t}$ et dans la seconde des (70-11) les composantes périodiques $\tilde{\Psi}_{1p}e^{p_p t}$ et $\tilde{\Psi}_{2p}e^{p_p t}$, on obtient après la simplification par $e^{p_a t}$ ou $e^{p_p t}$:

$$\left.\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{2a} &= \tilde{\Psi}_{1a}\,(p_a + s_{k1}\omega_1)/(k_2 s_{k1}\omega_1) = k_{21a}\tilde{\Psi}_{1a};\\ \tilde{\Psi}_{1p} &= \tilde{\Psi}_{2p}\,(p_p + s_{k2}\omega_1 - j\omega)/(k_1 s_{k2}\omega_1) = k_{12p}\tilde{\Psi}_{2p},\end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}23)$$

où

$$k_{21a} = (p_a + s_{k1}\omega_1)/(k_2 s_{k1}\omega_1)\,;$$
$$k_{12p} = (p_p + s_{k2}\omega_1 - j\omega)/(k_1 s_{k2}\omega_1).$$

Lorsque la vitesse angulaire du rotor est voisine du synchronisme ($\omega \approx \omega_1$), les relations entre les flux embrassés prennent une forme beaucoup plus simple. Dans ce cas, en se servant de (70-15), (70-16), on trouve que

$$\left.\begin{aligned}k_{21a} &= jk_1\omega_1\,(s_{k1} + s_{k2})^2/(4s_{k1}\omega) \approx jk_1 s_{k2}\omega_1/\omega;\\ k_{12p} &= -jk_2\omega_1\,(s_{k1} + s_{k2})^2/4s_{k2}\omega \approx -jk_2 s_{k1}\omega_1/\omega.\end{aligned}\right\} \qquad (70\text{-}24)$$

Ici, pour obtenir les relations approchées, on a utilisé la substitution $(s_{k1} + s_{k2})/2 \approx \sqrt{s_{k1}s_{k2}}$ qui est d'autant plus exacte que la différence entre s_{k1} et s_{k2} est plus petite. En confrontant les équa-

tions (70-22) et (70-23), on obtient les coefficients:

$$\left.\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{2p} &= [k_{21a}(\tilde{\Psi}_{1in} - \tilde{\Psi}_{1st}) - \tilde{\Psi}_{2in} - \tilde{\Psi}_{2st}]/(k_{12p}k_{21a} - 1);\\ \tilde{\Psi}_{1a} &= [k_{12p}(\tilde{\Psi}_{2in} - \tilde{\Psi}_{2st}) - (\tilde{\Psi}_{1in} - \tilde{\Psi}_{1st})]/(k_{12p}k_{21a} - 1).\end{aligned}\right\} \quad (70\text{-}25)$$

Puis on trouve, d'après (70-23), les coefficients de $\tilde{\Psi}_{1p}$ et de $\tilde{\Psi}_{2a}$. Si, avant l'enclenchement, les courants dans les enroulements étaient nuls ($\tilde{I}_{1in} = \tilde{I}_{2in} = \tilde{\Psi}_{1in} = \tilde{\Psi}_{2in} = 0$), les relations (70-25) prennent la forme suivante:

$$\left.\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{2p} &= (\tilde{\Psi}_{2st} - k_{21a}\tilde{\Psi}_{1st})/(k_{12p}k_{21a} - 1),\\ \tilde{\Psi}_{1a} &= (\tilde{\Psi}_{1st} - k_{12p}\tilde{\Psi}_{2st})/(k_{12p}k_{21a} - 1).\end{aligned}\right\} \quad (70\text{-}26)$$

Les courants $\tilde{I}_1$, $\tilde{I}_2$ ou leurs composantes peuvent se calculer à l'aide des équations (70-5). En se servant de (70-26) et (70-5), on peut exprimer les coefficients des composantes libres des courants $\tilde{I}_{1a}$, $\tilde{I}_{1p}$, $\tilde{I}_{2a}$, $\tilde{I}_{2p}$ qui figurent dans (70-18) par l'intermédiaire des courants initiaux et stationnaires $\tilde{I}_{1in}$, $\tilde{I}_{2in}$, $\tilde{I}_{1st}$, $\tilde{I}_{2st}$:

$$\left.\begin{aligned}\tilde{I}_{1a} &= \frac{(1-k_2k_{21a})}{\sigma(k_{12p}k_{21a}-1)}\Big[(1-k_1k_{12p})(\tilde{I}_{1st} - \tilde{I}_{1in}) +\\ &\quad + \frac{k_1}{k_2}(k_2 - k_{12p})(\tilde{I}_{2st} - \tilde{I}_{2in})\Big];\\ \tilde{I}_{1p} &= \frac{(k_{12p}-k_2)}{\sigma(k_{12p}k_{21a}-1)}\Big[(k_1 - k_{21a})(\tilde{I}_{1st} - \tilde{I}_{1in}) +\\ &\quad + \frac{k_1}{k_2}(1 - k_2k_{21a})(\tilde{I}_{2st} - \tilde{I}_{2in})\Big];\\ \tilde{I}_{2a} &= \tilde{I}_{1a}\frac{k_2(k_{21a}-k_1)}{k_1(1-k_2k_{21a})};\\ \tilde{I}_{2p} &= \tilde{I}_{1p}\frac{k_2(1-k_1k_{12p})}{k_1(k_{12p}-k_2)}.\end{aligned}\right\} \quad (70\text{-}27)$$

E x e m p l e. Considérons l'enclenchement sur le réseau d'un moteur asynchrone ayant les paramètres suivants: $f_1 = 50$ Hz; $\omega_1 = 2\pi f_1 = 314$ rd/s; $\omega_1 L_{12} = 3{,}0$; $\omega_1 L_{1\sigma} = 0{,}11$; $\omega_1 L_{2\sigma} = 0{,}14$; $\omega_1 L_1' = 0{,}2441$; $\omega_1 L_2' = 0{,}2465$; $R_1 = 0{,}02441$; $R_2 = 0{,}03696$; $s_{k1} = 0{,}1$; $s_{k2} = 0{,}15$; $k_1 = 0{,}9646$; $k_2 = 0{,}9554$; $\sigma = 0{,}0785$ [1]). Le moteur tourne à la vitesse $\omega = \omega_1(1 - s)$ qui reste constante pendant toute la durée du régime transitoire. Le glissement $s = 0{,}03794$. La tension du réseau est nominale et égale à $U_{1m} = 1$. La fonction complexe de la tension en axes α, β est $\tilde{U_1} = U_{1m}e^{j(\omega_1 t - \pi/2)}$, où $U_{1m} = 1$. En axes synchrones $+$, $+j$ tournant à la vitesse ω_1, dont l'axe réel est tourné à $t = 0$ de l'angle $-\pi/2$, par rapport à l'axe α (ou à l'axe de la phase A), la tension est représentée par la fonction complexe $\tilde{U}_1 = 1$. Sur la figure 70-2, la fonction complexe de $\tilde{U}_1$ est confondue avec l'axe réel (+) du plan complexe synchrone.

---

[1]) Toutes les grandeurs sont exprimées en unités relatives.

La direction de l'axe de la phase A (ou de l'axe α) dans le plan synchrone est caractérisée par la fonction complexe unitaire $e^{j(\pi/2-\omega_1 t)} = e^{2\pi j(0,25-\omega_1 t/2\pi)}$. A $t = 0$, cette fonction se confond avec l'axe imaginaire (elle est égale à $e^{j\pi/2}$). A un instant quelconque t, sa direction est déterminée par le temps relatif $t/T_1 = \omega_1 t/2\pi$ exprimé en fractions de la période $T_1 = 2\pi/\omega_1 = 1/f_1$. L'échelle des temps relatifs est indiquée sur le lieu géométrique des extrémités de la

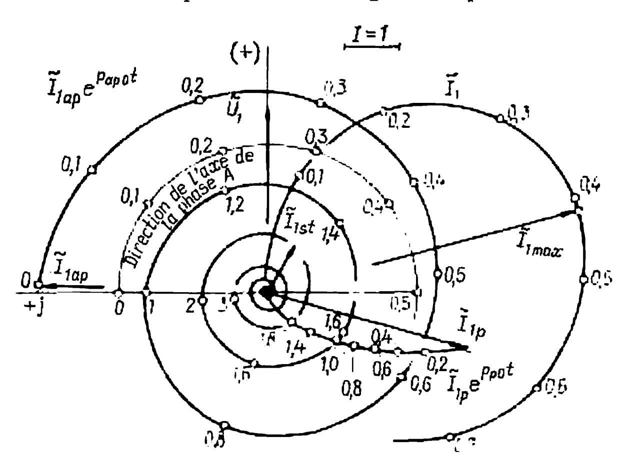


Fig. 70-2. Variation des courants à l'enclenchement d'un moteur asynchrone tournant [$\omega = \omega_1 (1 - s)$; $s = 0{,}0394$].

fonction complexe unitaire de la phase A représenté par une circonférence à la figure 70-2. On suppose qu'avant l'enclenchement les courants dans les enroulements étaient nuls: $I_{1\,\mathrm{in}} = I_{2\,\mathrm{in}} = 0$.

Les courants stationnaires se calculent par (70-21)

$$\tilde{I}_{1\mathrm{st}} = 1{,}029e^{-j0{,}5354}; \quad \tilde{I}_{2\mathrm{st}} = 0{,}9391e^{j2{,}907}.$$

Pour le glissement choisi, ces courants sont voisins des courants nominaux. En se servant de (70-24), on détermine les coefficients auxiliaires $k_{21\mathrm{a}} = j0{,}1505$ et $k_{12\mathrm{p}} = -j0{,}09930$ et puis, à l'aide de (70-27), les coefficients eux-mêmes des composantes libres des courants: $\tilde{I}_{1\mathrm{a}} = 4{,}218e^{j\,1{,}533}$, $\tilde{I}_{1\mathrm{p}} = 3{,}843e^{j(\pi+1{,}291)}$, $\tilde{I}_{2\mathrm{a}} = 4{,}038e^{-j1{,}62}$, $\tilde{I}_{2\mathrm{p}} = 3{,}98e^{j1{,}283}$.

Les racines de l'équation caractéristique pour la solution en axes α, β se calculent d'après (70-15) et (70-16):

$$p_\mathrm{a} = p_{\mathrm{a}\alpha} + jp_{\mathrm{a}\beta}; \quad p_\mathrm{p} = p_{\mathrm{p}\alpha} + jp_{\mathrm{p}\beta},$$

où $p_{\mathrm{a}\alpha} = -31{,}4$ rd/s; $p_{\mathrm{p}\alpha} = -47{,}1$ rd/s; $p_{\mathrm{a}\beta} = 4{,}701$ rd/s; $p_{\mathrm{p}\beta} = 297{,}5$ rd/s.

Les racines de l'équation caractéristique pour la solution en axes synchrones $+$, $+j$ se déterminent compte tenu de la vitesse de déplacement du plan synchrone par rapport au plan fixe:

$$p_{\mathrm{a}0} = p_{\mathrm{a}\alpha 0} + jp_{\mathrm{a}\beta 0}; \quad p_{\mathrm{p}0} = p_{\mathrm{p}\alpha 0} + jp_{\mathrm{p}\beta 0},$$

où $p_{\mathrm{a}\alpha 0} = p_{\mathrm{a}\alpha} = -31{,}4$ rd/s; $p_{\mathrm{p}\alpha 0} = p_{\mathrm{p}\alpha} = -47{,}1$ rd/s; $p_{\mathrm{a}\beta 0} = p_{\mathrm{a}\beta} - \omega_1 = 4{,}701 - 100\pi = -309{,}5$ rd/s; $p_{\mathrm{p}\beta 0} = p_{\mathrm{p}\beta} - \omega_1 = 297{,}5 - 100\pi = -16{,}55$ rd/s.

Les courants totaux transitoires définies par (70-18) s'expriment en axes synchrones par

$$\widetilde{I}_1=\widetilde{I}_{1st}+\widetilde{I}_{1a}e^{p_{a0}t}+\widetilde{I}_{1p}e^{p_{p0}t};$$

$$\widetilde{I}_2=\widetilde{I}_{2st}+\widetilde{I}_{2a}e^{p_{a0}t}+\widetilde{I}_{2p}e^{p_{p0}t}.$$

Les lieux géométriques du courant statorique $\widetilde{I}_1$ et de ses composantes sont montrés sur la figure 70-2. L'échelle des temps relatifs $t/T_1 = 0;\ 0{,}2;\ 0{,}4;\ \ldots$ indiquée sur cette figure permet de juger du déplacement des fonctions complexes suivant les lieux géométriques. Comme on le voit, pour $t = 0$ le courant

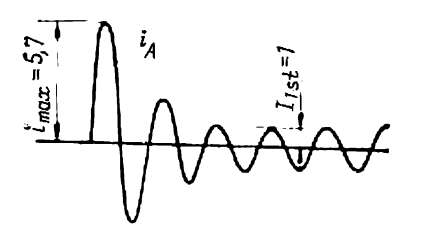


Fig. 70-3. Oscillogramme de courant statorique à l'enclenchement d'un moteur asynchrone tournant $[\omega = \omega_1 (1 - s);\ s = 0{,}0394]$.

Fig. 70-4. Oscillogramme de couple électromagnétique à l'enclenchement d'un moteur asynchrone tournant $[\omega = \omega_1 (1 - s);\ s = 0{,}0394]$.

$\widetilde{I}_1 = 0$, pour $t = 0{,}42T_1$ le courant $\widetilde{I}_1$ atteint sa valeur maximale $I_{1max} = 5{,}8$, et ensuite (au fur et à mesure que la composante apériodique $\widetilde{I}_{1a}e^{p_{a0}t}$ et la composante périodique $\widetilde{I}_{1p}e^{p_{p0}t}$ s'affaiblissent), le courant $\widetilde{I}_1$ s'approche asymptotiquement de sa valeur stationnaire $\widetilde{I}_{1st}$.

Pour déterminer le courant dans la phase A (ou sa composante suivant l'axe α), il faut projeter le courant $\widetilde{I}_1$ ou ses composantes sur la direction de la phase A :

$$i_{1A}=\operatorname{Re}[\widetilde{I}_1e^{j(\omega_1t-\pi/2)}].$$

Un oscillogramme du courant dans la phase A, obtenu à l'aide d'une machine à calculer analogique pour des conditions d'enclenchement données, est représenté sur la figure 70-3. Il montre que dans ce cas la valeur maximale du courant est 5,63 fois la valeur stationnaire

$$I_{1max}/I_{1st} = 5{,}8/1{,}029 = 5{,}63.$$

Pour pouvoir exprimer le couple moteur électromagnétique en unités relatives, écrivons son expression (69-46) en axes synchrones

$$M=\frac{3p_\tau L_{12}(\widetilde{I}_1\widetilde{I}_2^*-\widetilde{I}_1^*\widetilde{I}_2)}{4j}=\frac{3p_\tau L_{12}}{2}\operatorname{Im}(\widetilde{I}_1\widetilde{I}_2^*)$$

et représentons-le en fractions du couple de base

$$M_b=\frac{S_{in}}{\Omega_1}=\frac{3U_{1ln}I_{1ln}p_\tau}{2\omega_1},$$

il vient

$$M_*=\frac{M}{M_b}=X_{*12}\operatorname{Im}(\widetilde{I}_{*1}\widetilde{I}_{*2}^*)=\frac{X_{12}(\widetilde{I}_{*1}\widetilde{I}_{*2}^*-\widetilde{I}_{*1}^*\widetilde{I}_{*2})}{2j},\qquad (70\text{-}28)$$

$$X_{*12} = \frac{(\omega_1 L_{12}) I_{1 1n}}{U_{1 1n}} = (\omega_1 L_{12})_*.$$

En introduisant dans (70-28) les valeurs déjà calculées, en unités relatives, des courants $\widetilde{I}_1$ et $\widetilde{I}_2$ et de la réactance inductive $X_{*12} = (\omega_1 L_{12})_* = 3{,}0$, on peut construire une courbe de variation du couple électromagnétique au régime transitoire. La figure 70-4 montre une telle courbe obtenue à l'aide d'une machine à calculer analogique. On y voit que le couple maximal est 3,9 fois plus élevé que le couple de régime.

§ 70-5. Phénomènes transitoires au court-circuit symétrique sur l'enroulement statorique de la machine asynchrone

Proposons-nous d'analyser le court-circuit qui se produit au régime établi initial sans coupure préalable du circuit de l'enroulement statorique. Le phénomène transitoire qui se déroule en cas d'un tel court-circuit peut être considéré comme enclenchement sur la tension $\widetilde{U}_1 = 0$ d'une machine asynchrone dont les enroulements sont parcourus par des courants initiaux $\widetilde{I}_{1in}$ et $\widetilde{I}_{2in}$.

Une telle manière de procéder permet d'appliquer à l'analyse des phénomènes transitoires au court-circuit la description mathématique des phénomènes transitoires à l'enclenchement (v. § 70-4). Si l'on connaît les paramètres de la machine, la tension $\widetilde{U}_{10}$ et le glissement s au régime établi initial, il est facile de calculer, à l'aide de (70-21), les courants établis en ce régime $\widetilde{I}_{1st0}$ et $\widetilde{I}_{2st0}$ qui sont les courants initiaux pour le régime de court-circuit.

Par exemple, pour le régime établi examiné dans l'exemple du § 70-4 (pour $U_{10} = 1$, $s = 0{,}03794$) les courants initiaux auront pour valeur

$$\widetilde{I}_{1in} = \widetilde{I}_{1st0} = 1{,}029e^{-j0{,}5354}; \quad \widetilde{I}_{2in} = \widetilde{I}_{2st0} = 0{,}9391e^{j2{,}907}.$$

Les courants qui s'établissent à la fin du régime transitoire de court-circuit (ou à l'enclenchement sur la tension $\widetilde{U}_1 = 0$) sont évidemment nuls: $\widetilde{I}_{1st} = \widetilde{I}_{2st} = 0$.

En utilisant ces données de départ et les résultats obtenus au § 70-4, il n'est pas difficile de trouver à l'aide de (70-27) les coefficients des composantes libres des courants. Pour le moteur à paramètres indiqués au § 70-4, les coefficients des composantes libres au régime de court-circuit ne seront différents des coefficients correspondants du régime transitoire à l'enclenchement que par le signe (v. plus haut):

$$\widetilde{I}_{1a} = -4{,}218e^{j1{,}533}; \quad \widetilde{I}_{1p} = -3{,}843e^{j(\pi+1{,}291)};$$

$$\widetilde{I}_{2a} = -4{,}038e^{j1{,}62}; \quad \widetilde{I}_{2p} = -3{,}98e^{j1{,}283}.$$

Les courants totaux au régime de court-circuit définis par (70-18) ont en axes synchrones les expressions suivantes:

$$\widetilde{I}_1 = \widetilde{I}_{1a}e^{p_{a0}t} + \widetilde{I}_{1p}e^{p_{p0}t}; \quad \widetilde{I}_2 = \widetilde{I}_{2a}e^{p_{a0}t} + \widetilde{I}_{2p}e^{p_{p0}t},$$

où p_{a0}, p_{p0} sont les racines de l'équation caractéristique déterminées au § 70-4.

Ces courants totaux valent la somme des composantes libres qui ne diffèrent des composantes libres à l'enclenchement que par le signe. Sous cette réserve, la variation du courant statorique au régime de court-circuit peut être évaluée à l'aide de la figure 70-2, si l'on y supprime le courant $\widetilde{I}_{1st}$. Le rôle du courant $\widetilde{I}_{1st}$ étant relativement petit, le courant maximal dans le stator sera à peu près le même en cas de court-circuit qu'à l'enclenchement ; il est 5,2 fois plus intense que le courant au régime établi initial $I_{1max}/I_{1\,in} = 5{,}2$.

CHAPITRE 71

DESCRIPTION MATHÉMATIQUE DES PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES ET DES RÉGIMES ASYNCHRONES DANS LES MACHINES SYNCHRONES

§ 71-1. Enoncé du problème. Hypothèses simplificatrices

Dans ce qui suit nous considérons une machine synchrone à enroulement amortisseur complet et à enroulement d'excitation longitudinal. Le rotor de cette machine peut être à pôles saillants ou à pôles lisses.

Dans les phénomènes transitoires et aux régimes asynchrones ($\omega \neq \omega_1$), la variation des flux totaux embrassés a pour effet d'induire des f.é.m. non seulement dans les phases de l'enroulement statorique mais également dans les circuits rotoriques: l'enroulement amortisseur et l'enroulement d'excitation [1]). Sous l'action de ces f.é.m. les circuits du rotor sont parcourus par des courants, de plus, le courant induit dans l'enroulement d'excitation se superpose au courant continu d'excitation.

Pour déterminer les courants qui circulent dans les circuits rotoriques il faut savoir calculer les résistances effectives et les paramètres inductifs (inductances propres et inductances mutuelles avec d'autres circuits du stator et du rotor) de ces circuits. Les courants induits dans les circuits rotoriques concourent à la production du champ magnétique d'induction mutuelle et des flux couplés avec les phases de l'enroulement du stator. Pour calculer ces flux il est nécessaire de connaître les inductances mutuelles des circuits rotoriques avec les phases de l'enroulement statorique.

Pour simplifier les calculs et permettre une description analytique des phénomènes transitoires, nous introduirons les hypothèses simplificatrices suivantes:

1. La perméabilité magnétique relative des portions ferromagnétiques du circuit magnétique est infiniment grande ($\mu_{rf} = \infty$).

2. Pour le calcul du champ magnétique d'induction mutuelle on ne tient compte que des premiers harmoniques (à p périodes) de la composante radiale de l'induction dans l'entrefer.

Avec la première hypothèse le champ magnétique dans la machine peut être considéré comme la somme des champs produits

[1]) Dans les machines à pôles lisses le rôle de l'enroulement amortisseur est joué par les cales d'encoche et l'armature massive du rotor.

séparément par les courants dans chacun de ses circuits. Cette hypothèse fournit la possibilité de déterminer les paramètres inductifs de chacun des circuits rotoriques de la machine indépendamment l'un de l'autre.

§ 71-2. Remplacement des circuits de l'enroulement amortisseur par des circuits équivalents

L'enroulement amortisseur de machine synchrone est généralement constitué par un assez grand nombre de barres reliées à deux couronnes de court-circuit. Dans les encoches de chaque pôle sont logées n_b barres, le plus souvent $n_b \geqslant 4$ (les figures 71-1 et 71-2 montrent six barres d'indices *1*, *2*, *3*, *3'*, *2'*, *1'*). Si le champ longi-

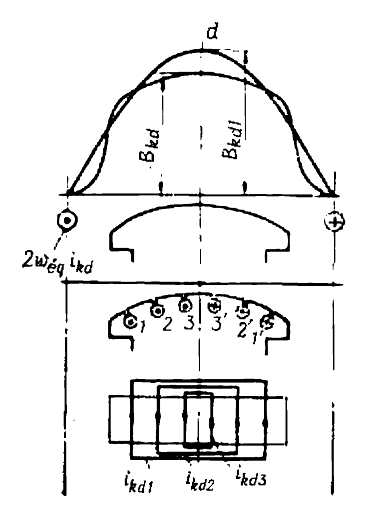


Fig. 71-1. Système de courants dans le circuit amortisseur équivalent longitudinal.

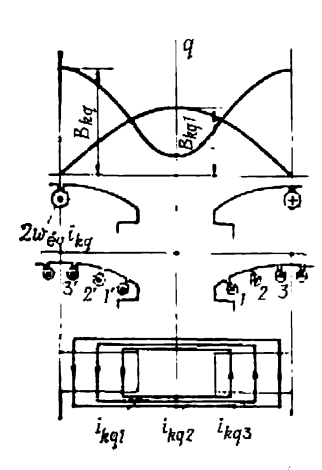


Fig. 71-2. Système de courants dans le circuit amortisseur équivalent transversal.

tudinal subit une variation (par exemple, une diminution), l'enroulement amortisseur (fig. 71-1) est parcouru par un *système de courants longitudinaux* (i_{kd1}, i_{kd2}, i_{kd3}) qui s'oppose à cette variation. De même, en cas d'une variation (d'une diminution, par exemple) du champ transversal, l'enroulement amortisseur (fig. 71-2) devient le siège d'un *système de courants transversaux* (i_{kq1}, i_{kq2}, i_{kq3}) qui s'oppose à cette variation du champ transversal.

Les courants induits dans les circuits fermés, longitudinaux et transversaux, de l'enroulement amortisseur peuvent se calculer par la résolution d'un système d'équations différentielles comprenant les équations pour les circuits longitudinal et transversal de l'enroulement statorique, pour l'enroulement d'excitation et pour tous les

circuits énumérés de l'enroulement amortisseur. Or, si l'on examine en détail tous les circuits fermés de l'enroulement amortisseur, la description mathématique des phénomènes transitoires dans la machine synchrone devient très encombrante. Pour simplifier cette description, l'enroulement amortisseur à plusieurs circuits est remplacé par deux circuits amortisseurs équivalents placés sur chaque pas polaire: un circuit équivalent longitudinal parcouru par le courant i_{kd} (fig. 71-1) et un circuit équivalent transversal parcouru par le courant i_{kq} (fig. 71-2). Ces circuits sont disposés sur les pôles de telle façon que le circuit longitudinal interagisse uniquement avec le champ longitudinal et le circuit transversal uniquement avec le champ transversal.

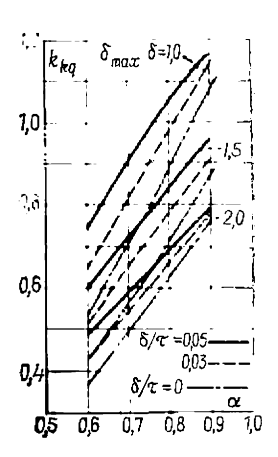


Fig. 71-3. Facteur de forme de champ de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal.

Les nombres de spires $w_{éq}$ des circuits équivalents sont choisis arbitrairement. Les courants induits dans les circuits équivalents sont exprimés par les courants induits dans les circuits fermés réels de l'enroulement amortisseur. Le courant i_{kd} du circuit équivalent longitudinal doit produire dans l'entrefer la même induction fondamentale B_{kd1} que le système de courants longitudinaux (i_{kd1}, i_{kd2}, i_{kd3}, . . .) traversant l'enroulement amortisseur (fig. 71-1). De même, le courant i_{kq} du circuit équivalent transversal doit engendrer dans l'entrefer la même induction fondamentale B_{kq1} que le système de courant transversaux (i_{kq1}, i_{kq2}, i_{kq3}, . . .) traversant l'enroulement amortisseur (fig. 71-2).

Les paramètres des circuits équivalents s'expriment (v. plus loin dans ce chapitre) par les paramètres des circuits fermés de l'enroulement amortisseur dont chacun est constitué par deux barres consécutives et les portions des couronnes de court-circuit comprises entre ces barres. Les résistances effectives des circuits équivalents longitudinal ou transversal (R_{kd} ou R_{kq}) se calculent en partant de la condition que les pertes par effet Joule qui s'y dégagent lorsqu'ils sont parcourus par le courant i_{kd} ou i_{kq} doivent être les mêmes que dans l'enroulement amortisseur réel parcouru par un système de courants longitudinaux ou transversaux. L'inductance de fuites du circuit équivalent longitudinal ou transversal ($L_{kd\sigma}$ ou $L_{kq\sigma}$) se calcule en partant de la conservation de l'énergie correspondant au champ de dispersion magnétique dû au système de courants longitudinaux ou transversaux dans l'enroulement amortisseur.

Les flux couplés avec les circuits aux régimes transitoires sont déterminés en tenant compte des champs produits par la f.m.m. $F_{kd} = w_{éq} i_{kd}$ et par la f.m.m. $F_{kq} = w_{éq} i_{kq}$ du circuit équivalent transversal de cet enroulement.

Le champ développé par la f.m.m. F_{kd} du circuit équivalent longitudinal (fig. 71-1) se caractérise par le *facteur de forme du champ de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal*

$$k_{kd} = B_{kd1}/B_{kd} = k_f, \qquad (71\text{-}1)$$

qui est égal au facteur de forme de champ k_f de l'enroulement d'excitation (v. fig. 53-3).

Le champ produit par la f.m.m. F_{kq} du circuit équivalent transversal (fig. 71-2) se caractérise par le *facteur de forme du champ de l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal*

$$k_{kq} = B_{kq1}/B_{kq}, \qquad (71\text{-}2)$$

qui est égal au rapport de l'induction fondamentale produite dans l'entrefer par la f.m.m. F_{kq} à l'amplitude de l'induction produite par cette f.m.m. dans un entrefer régulier $\delta' = \delta k_\delta$ entre les armatures du stator et du rotor. Le facteur k_{kq} peut être déterminé à l'aide de la figure 71-3.

§ 71-3. Réduction des circuits rotoriques à l'enroulement statorique

Après le remplacement de l'enroulement amortisseur à plusieurs circuits par les circuits équivalents longitudinal et transversal, le rotor de la machine comporte trois enroulements monophasés (fig. 71-4): un enroulement d'excitation longitudinal de w_f spires parcouru par un courant i_f, un circuit équivalent longitudinal de l'enroulement amortisseur de $w_{éq}$ spires parcouru par le courant i_{kd} et un circuit équivalent transversal de l'enroulement amortisseur de $w_{éq}$ spires parcouru par le courant i_{kq} [1]).

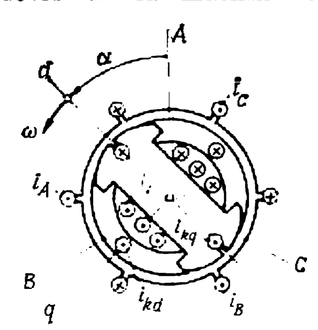


Fig. 71-4. Machine synchrone triphasée à pôles saillants ($2p = 2$) à circuits amortisseurs équivalents longitudinal et transversal.

Pour pouvoir utiliser, lors de l'établissement et des transformations des équations d'une machine synchrone à pôles saillants, les notions de fonctions complexes résultantes introduites dans le chap. 69 pour la machine asynchrone à enroulements triphasés, il faut remplacer les enroulements monophasés rotoriques de la machine synchrone par des enroulements triphasés convenablement orientés et ayant les mêmes paramètres que l'enroulement statorique (fig. 71-5).

Dans la théorie des machines électriques, un tel remplacement s'appelle *réduction* et les enroulements triphasés équivalents qui

[1]) Les nombres de spires w_f et $w_{éq}$ sont indiqués par pôle. Sur la figure 71-3, $w_f = 1{,}5$; $w_{éq} = 0{,}5$.

remplacent les circuits rotoriques (v. fig. 71-4) portent le nom de circuits rotoriques ramenés à l'enroulement statorique.

Comme on le voit sur la figure 71-4, la phase principale de l'enroulement triphasé qui remplace un circuit rotorique quelconque doit être orientée suivant le même axe que ce circuit, et les courants dans les phases du circuit rotorique ramené doivent produire dans l'entrefer le même champ fondamental (en grandeur et en sens) que celui engendré par le courant traversant le circuit rotorique. Pour

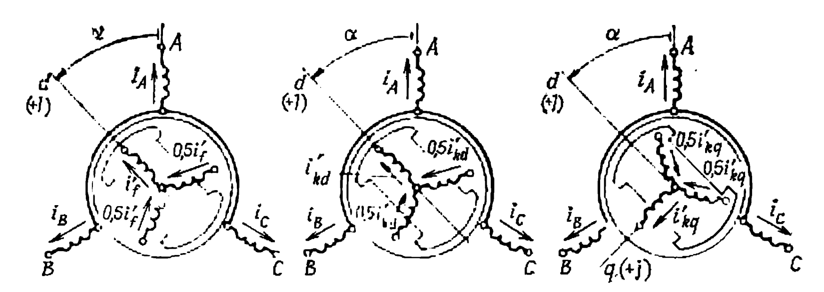


Fig. 71-5. Circuits rotoriques longitudinal et transversal ramenés à l'enroulement statorique.

que le champ ait le même sens, il faut que la phase principale du circuit ramené soit parcourue par le courant ramené du circuit et que chacune des deux autres phases soit parcourue dans le sens négatif par la moitié de ce courant (sur la figure 71-5, le courant d'excitation ramené est désigné par i'_f, le courant ramené traversant l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal par i'_{kd} et le courant ramené traversant l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal par i'_{kq}). Pour obtenir la valeur requise du champ fondamental, le courant ramené dans le circuit doit être égal au produit du courant du circuit par le coefficient de réduction du courant:

$$i'_f = m_{if} i_f; \quad i'_{kd} = m_{ikd} i_{kd}; \quad i'_{kq} = m_{ikq} i_{kq}. \tag{71-3}$$

Les coefficients de réduction des courants pour l'enroulement d'excitation et les circuits amortisseurs longitudinal et transversal ont pour expressions

$$m_{if} = \frac{\pi p_\tau w_f k_f}{m_1 w_1 k_{e1} k_d}; \quad m_{ikd} = \frac{\pi p_\tau w_{éq} k_{kd}}{m_1 w_1 k_{e1} k_d}; \quad m_{ikq} = \frac{\pi p_\tau w_{éq} k_{kq}}{m_1 w_1 k_{e1} k_q}, \tag{71-4}$$

où m_1 est le nombre de phases de l'enroulement statorique (généralement $m_1 = 3$);

k_{e1}, le coefficient d'enroulement du stator pour les premiers harmoniques (v. § 24-6);

k_d, k_q, k_f, k_{kd}, k_{kq}, les facteurs de forme du champ respectivement pour l'enroulement d'induit suivant les axes longitudinal et

transversal, pour l'enroulement d'excitation et pour les circuits de l'enroulement amortisseur suivant les axes longitudinal et transversal (v. fig. 54-4, 53-3 et 71-3).

Les paramètres actifs et inductifs des circuits rotoriques doivent être ramenés eux aussi à l'enroulement statorique. Par résistance effective ramenée du circuit rotorique on entend une telle résistance des phases de l'enroulement triphasé équivalent pour laquelle les pertes électriques provoquées par le système de courants ramenés dans les phases de cet enroulement sont égales aux pertes électriques dans le circuit rotorique lui-même. De même, par inductance de fuites ramenée du circuit rotorique on entend une telle inductance des phases de l'enroulement triphasé équivalent pour laquelle l'énergie du champ magnétique produit par le système de courants ramenés dans les phases de cet enroulement est égale à l'énergie du champ de dispersion magnétique du circuit rotorique lui-même.

Les valeurs ramenées des résistances et des inductances sont obtenues en multipliant les valeurs non ramenées par le coefficient de réduction

$$R'_f = m_{Rf} R_f; \quad L'_{f\sigma} = m_{Lf} L_{f\sigma} \dots \tag{71-5}$$

Les coefficients de réduction sont les mêmes pour la résistance effective et pour l'inductance de fuites:

$$\left.\begin{aligned} m_{Rf} = m_{Lf} &= 2m_1 \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{\pi p_\tau w_f k_f} \right)^2 ; \\ m_{\mathrm{Rk}d} = m_{\mathrm{Lk}d} &= 2m_1 \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{\pi p_\tau w_{\text{éq}} k_{\mathrm{k}d}} \right)^2 ; \\ m_{\mathrm{Rk}q} = m_{\mathrm{Lk}q} &= 2m_1 \left(\frac{w_1 k_{e1} k_q}{\pi p_\tau w_{\text{éq}} k_{\mathrm{k}q}} \right)^2 . \end{aligned}\right\} \tag{71-6}$$

Les tensions ramenées des circuits rotoriques se calculent d'une manière analogue

$$u'_f = m_{uf} u_f; \quad u'_{\mathrm{k}d} = m_{u\mathrm{k}d}; \quad u'_{\mathrm{k}d} = m_{u\mathrm{k}q} u_{\mathrm{k}q}, \tag{71-7}$$

où $m_{uf} = m_{Rf} m_{if}$; $m_{u\mathrm{k}d} = m_{\mathrm{Rk}d} m_{i\mathrm{k}d}$; $m_{u\mathrm{k}q} = m_{\mathrm{Rk}q} m_{i\mathrm{k}q}$ sont les coefficients de réduction des tensions des circuits rotoriques.

§ 71-4. Paramètres actifs et inductifs d'une machine à pôles saillants à circuits rotoriques ramenés

Le calcul des paramètres d'un enroulement triphasé d'induit a été examiné au chap. 58. Ici, il faut encore considérer les inductances propres principales des phases de l'induit et les inductances mutuelles entre ces phases, les inductances mutuelles entre les phases de l'induit et les circuits rotoriques ramenés ainsi que les paramètres des circuits rotoriques ramenés.

a) INDUCTANCES PROPRES PRINCIPALES DES PHASES DE L'INDUIT ET INDUCTANCES MUTUELLES ENTRE CES PHASES

L'inductance principale d'une phase de l'induit liée au champ d'induction mutuelle dépend de la position du rotor par rapport à l'axe de cette phase. Comme on le voit sur la figure 71-6, lorsque l'axe longitudinal du rotor est confondu avec l'axe de la phase A (c'est-à-dire pour $\alpha = \alpha_A = 0$ ou $\alpha_A = \pi$), l'inductance principale de la phase A a la valeur maximale

$$L_{AA} = L_{AAmax} = L_{md}.$$

Respectivement, lorsque l'axe transversal du rotor est confondu avec l'axe de la phase A (c'est-à-dire pour $\alpha = \alpha_A = \pm\pi/2$), l'inductance principale d'induction mutuelle de la phase A est minimale

$$L_{AA} = L_{AAmin} = L_{mq}.$$

Les inductances des autres phases prennent les mêmes valeurs extrêmes lorsque l'axe longitudinal ou transversal du rotor coïncide avec l'axe de ces phases

$$L_{BBmax} = L_{CCmax} = L_{md};$$
$$L_{BBmin} = L_{CCmin} = L_{mq}.$$

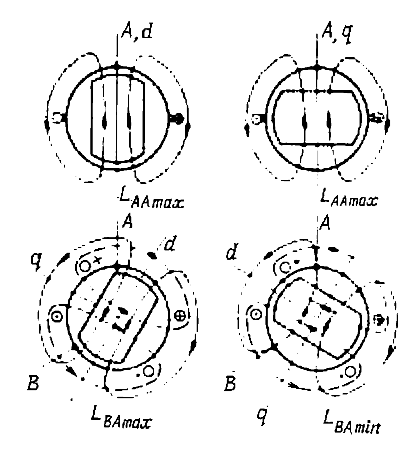


Fig. 71-6. Positions du rotor pour lesquelles les paramètres inductifs de la phase A prennent leurs valeurs extrêmes.

Les formules pour le calcul des inductances principales des phases suivant les axes longitudinal et transversal découlent de (54-25), (54-26) pour $m_1 = 3$:

$$\left.\begin{aligned} L_{md} &= \frac{2}{3} L_{ad} = \frac{4\mu_0}{p_\tau \pi^2} (w_1 k_{e1})^2 \lambda_{ad}; \\ L_{mq} &= \frac{2}{3} L_{aq} = \frac{4\mu_0}{p_\tau \pi^2} (w_1 k_{e1})^2 \lambda_{aq}, \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}8)$$

où $\lambda_{ad} = k_d \tau l_\delta / k_\delta \delta$; $\lambda_{aq} = k_q \tau l_\delta / k_\delta \delta$ sont les coefficients de conductivité de l'entrefer respectivement suivant les axes longitudinal et transversal.

Pour déterminer l'inductance principale d'une phase, par exemple de la phase A, pour un angle quelconque $\alpha_A = \alpha$ entre l'axe longitudinal du rotor et l'axe de la phase (fig. 71-7), il faut décomposer le courant de la phase A en une composante longitudinale $i_{Ad} = i_A \cos\alpha$ et une composante transversale $i_{Aq} = -i_A \sin\alpha$ qui produisent respectivement le seul champ longitudinal ou le seul champ transversal. Les flux longitudinal et transversal engendrés par le courant dans la phase s'expriment par les inductances principales de la phase suivant les axes correspondants:

$$\Psi_d = i_{Ad} L_{md}; \qquad \Psi_q = i_{Aq} L_{mq}.$$

Les flux des champs longitudinal et transversal couplés avec la phase se calculent par la somme des projections des flux Ψ_d et Ψ_q sur l'axe de la phase

$$\Psi_{AA} = L_{AA} i_A = \Psi_d \cos\alpha - \Psi_q \sin\alpha,$$

d'où on déduit pour l'inductance principale de la phase A

$$L_{AA} = \frac{\Psi_{AA}}{i_A} = L_{md}\cos^2\alpha + L_{mq}\sin^2\alpha = L_{m0} + L_{m\infty}\cos 2\alpha,$$

où $L_{m0} = (L_{md} + L_{mq})/2$ est la valeur moyenne de l'inductance principale de la phase;

$L_{m\infty} = (L_{md} - L_{mq})/2$, l'amplitude de la composante variable de l'inductance principale de la phase.

Les formules pour les inductances principales des autres phases s'obtiennent par analogie, en posant $\alpha_B = \alpha - 2\pi/3$ et $\alpha_C = \alpha - 4\pi/3$:

$$L_{BB} = Lm_0 + L_{m\infty}\cos(2\alpha + 2\pi/3); \qquad (71\text{-}9)$$

$$L_{CC} = L_{m0} + L_{m\infty}\cos(2\alpha + 4\pi/3).$$

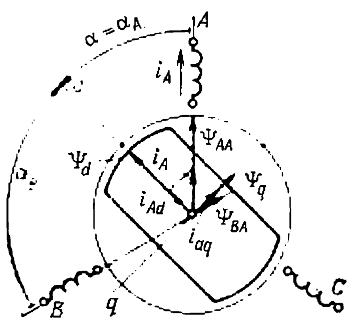


Fig. 71-7. Calcul des flux engendrés par le courant de la phase A.

Pour déterminer l'inductance principale d'induction mutuelle entre les phases A et B de l'induit, cherchons au préalable le flux du champ de la phase A couplé avec la phase B (fig. 71-7)

$$\Psi_{BA} = L_{BA} i_A = \Psi_d \cos\alpha_B - \Psi_q \sin\alpha_B.$$

En se reportant aux formules de Ψ_d et Ψ_q (v. plus haut) et en effectuant quelques transformations trigonométriques simples, on obtient:

$$L_{BA} = L_{AB} = \frac{\Psi_{BA}}{i_A} = -\frac{L_{m0}}{2} + L_{m\infty}\cos\left(2\alpha + \frac{4\pi}{3}\right);$$

les formules pour les autres inductances principales d'induction mutuelle s'obtiennent par analogie:

$$\left.\begin{aligned} L_{CA} = L_{AC} &= -\frac{L_{m0}}{2} + L_{m\infty}\cos\left(2\alpha + \frac{2\pi}{3}\right); \\ L_{BC} = L_{CB} &= -\frac{L_{m0}}{2} + L_{m\infty}\cos 2\alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}10)$$

Les positions du rotor pour lesquelles l'inductance principale d'induction mutuelle L_{AB} prend ses valeurs extrêmes sont montrées sur la figure 71-6. L'inductance mutuelle est maximale en valeur absolue

$$L_{AB\,max} = -\frac{3L_{md} - L_{mq}}{4}$$

pour $\alpha = -\pi/6$ ou $5\pi/6$ et minimale

$$L_{AB\,min} = -\frac{3L_{mq} - L_{md}}{4}$$

pour $\alpha = \pi/3$ ou $-2\pi/3$.

Si $L_{mq} > 1/3\ L_{md}$, l'inductance mutuelle L_{AB} garde son signe négatif quelle que soit la position du rotor.

b) INDUCTANCES MUTUELLES ENTRE LES PHASES DE L'INDUIT ET LES CIRCUITS RAMENÉS DU ROTOR

Les circuits ramenés du rotor représentent des enroulements triphasés orientés suivant les axes d et q et ayant les mêmes paramètres que ceux de l'enroulement statorique (v. fig. 71-5). Pour déterminer l'inductance mutuelle entre la phase A du stator et l'enroulement d'excitation ramené, supposons que cet enroulement est parcouru par un système de courants i'_f, $-0{,}5i'_f$, $-0{,}5i'_f$ représenté à la figure 71-5. Le champ longitudinal dû à ce système de courants est décalé d'un angle $\alpha_{Ad} = \alpha$ par rapport à l'axe de la phase A et son flux couplé avec la phase A est $\Psi_{Af} = \frac{3}{2} L_{md} i'_f \cos\alpha$. On en déduit l'inductance mutuelle de l'enroulement d'excitation ramené avec la phase A du stator et, par analogie, avec les autres phases :

$$\left.\begin{aligned} L_{Af} &= \frac{\Psi_{Af}}{i'_f} = \frac{3}{2} L_{md} \cos\alpha; \\ L_{Bf} &= \frac{3}{2} L_{md} \cos\left(\alpha + \frac{4\pi}{3}\right); \\ L_{Cf} &= \frac{3}{2} L_{md} \cos\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}11)$$

où L_{md} est donnée par (71-8).

Les inductances mutuelles de l'enroulement amortisseur ramené et les phases de l'enroulement statorique sont, suivant l'axe longitudinal, les mêmes que les inductances mutuelles correspondantes de l'enroulement d'excitation ramené :

$$L_{Af} = L_{Akd}; \quad L_{Bf} = L_{Bkd}; \quad L_{Cf} = L_{Ckd}. \qquad (71\text{-}12)$$

Les inductances mutuelles de l'enroulement amortisseur ramené et les phases de l'enroulement statorique suivant l'axe transversal s'expriment par l'inductance L_{mq} et les cosinus des angles que l'axe transversal fait avec les axes des phases (v. fig. 71-5) :

$$\left.\begin{aligned} L_{Akq} &= \frac{3}{2} L_{mq} \cos\alpha_{Aq} = -\frac{3}{2} L_{md} \sin\alpha; \\ L_{Bkq} &= -\frac{3}{2} L_{mq} \sin\left(\alpha + \frac{4\pi}{3}\right); \\ L_{Ckq} &- -\frac{3}{2} L_{mq} \sin\left(\alpha + \frac{2\pi}{3}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}13)$$

En établissant les formules pour l'inductance mutuelle entre une phase du stator et la phase principale du circuit rotorique ramené, il faut avoir en vue que le champ est engendré dans ce cas seulement par le courant d'une phase statorique, alors que lors du calcul des paramètres inverses (71-11), (71-12), (71-13) le champ est produit par le système de courants dans toutes les trois phases du circuit ramené du rotor. C'est pour cette raison que l'inductance mutuelle d'une phase statorique et la phase principale du circuit rotorique ramené n'est pas égale à l'inductance mutuelle inverse (inductance mutuelle entre le circuit rotorique ramené et une phase du stator) et ne vaut que $^2/_3$ de sa valeur:

$$\left.\begin{aligned} L_{fA} &= \frac{2}{3} L_{Af}; \quad L_{fB} = \frac{2}{3} L_{Bf} \ldots; \\ L_{\text{k}dA} &= \frac{2}{3} L_{A\text{k}d}; \quad L_{\text{k}dB} = \frac{2}{3} L_{B\text{k}d} \ldots; \\ L_{\text{k}qA} &= \frac{2}{3} L_{A\text{k}q}; \quad L_{\text{k}qB} = \frac{2}{3} L_{B\text{k}q} \ldots \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}14)$$

c) PARAMÈTRES DES CIRCUITS ROTORIQUES

Les inductances principales des circuits rotoriques ramenés se déterminent d'après le champ créé dans l'entrefer par le système de courants ramenés de toutes les phases de l'enroulement ramené. Par inductance principale on entend dans ce cas le rapport du flux total embrassé de ce champ au courant ramené traversant la phase principale de l'enroulement. C'est ainsi par exemple que l'inductance principale de l'enroulement d'excitation ramené (ici et par la suite, l'indice des paramètres ramenés des circuits rotoriques est omis) a pour valeur

$$L_{ff} = \frac{\Psi'_{ff}}{i'_f} = 3L_{md}/2.$$

L'inductance principale de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal a la même valeur

$$L_{\text{k}dd} = 3L_{md}/2. \qquad (71\text{-}15)$$

L'inductance principale de l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal s'exprime par l'inductance L_{mq}

$$L_{\text{k}qq} = 3L_{mq}/2. \qquad (71\text{-}16)$$

On calcule de manière analogue l'inductance mutuelle entre les circuits rotoriques ramenés suivant l'axe longitudinal (entre l'enroulement d'excitation et l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal)

$$L_{\text{k}df} = L_{f\text{k}d} = \Psi'_{f\text{k}d}/i'_f = 3L_{md}/2. \qquad (71\text{-}17)$$

Les résistances effectives ramenées et les inductances de fuites ramenées des circuits rotoriques sont obtenues en multipliant les

valeurs non ramenées par le coefficient de réduction (71-6), l'indice des paramètres ramenés étant souvent omis.

La résistance effective ramenée de l'enroulement d'excitation est donnée par

$$R_f = \frac{24}{p_\tau \pi^2} \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{k_f} \right)^2 \frac{\rho_f l_f}{S_f w_f}, \tag{71-18}$$

où ρ_f est la résistivité de l'enroulement;
l_f, la longueur moyenne d'une demi-spire de l'enroulement;
S_f, la section du conducteur de l'enroulement.

La résistance effective de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe longitudinal est

$$R_{kd} = \frac{6}{p_\tau} \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{k_f} \right)^2 \frac{\rho_b l_b c_{kd}}{(1 - k_{e.k})\, n_k S_b}, \tag{71-19}$$

où ρ_b est la résistivité des barres de l'enroulement;
l_b, la longueur de la barre;
S_b, la section de la barre;
n_k, le nombre de barres par pôle;
$k_{e.k} = \frac{\sin n_k \alpha_k}{n_k \sin \alpha_k}$, le facteur de distribution de l'enroulement amortisseur;
$\alpha_k = \frac{\pi t_{Z_2}}{\tau}$ (t_{Z_2}, distance entre deux barres voisines);
$c_{kd} = 1{,}05$ à $1{,}1$, un coefficient tenant compte de l'influence des éléments de court-circuit.

La résistance effective de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe transversal est

$$R_{kq} = k_{qR} R_{kd}, \tag{71-20}$$

où $k_{qR} = 0{,}75$ pour un enroulement amortisseur à couronnes de court-circuit complètes;
$k_{qR} \approx 10$ pour un enroulement amortisseur qui ne comporte pas de connexions électriques entre les segments de court-circuit des pôles consécutifs.

L'inductance de fuite de l'enroulement d'excitation ramené est

$$L_{f\sigma} = \frac{12}{p_\tau \pi^2} \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{k_f} \right)^2 \mu_0 l_\delta \lambda_{f\sigma}, \tag{71-21}$$

où $\lambda_{f\sigma}$ est le coefficient de conductivité pour le flux de dispersion de l'enroulement d'excitation (par unité de longueur de calcul de la machine et par pôle).

L'inductance de fuite de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe longitudinal a pour expression

$$L_{kd\sigma} = \frac{12}{p_\tau \pi^2} \left(\frac{w_1 k_{e1} k_d}{k_f} \right)^2 \mu_0 l_\delta \lambda_{kd\sigma}, \tag{71-22}$$

où $\lambda_{kd\sigma}$ est le coefficient de conductivité pour le flux de dispersion de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal (par unité de longueur de calcul et par pôle).

L'inductance de fuite de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe transversal s'exprime par

$$L_{\text{k}q\sigma} = k_{qL} L_{\text{k}d\sigma}, \tag{71-23}$$

où $k_{qL} = 0{,}75$ pour un enroulement amortisseur à couronnes de court-circuit complètes;

$k_{qL} = 4$ pour un enroulement amortisseur qui ne comporte pas de connexions électriques entre les segments de court-circuit des pôles consécutifs.

Les coefficients de conductivité $\lambda_{f\sigma}$, $\lambda_{\text{k}d\sigma}$ dépendent de la forme de l'espace entre les armatures magnétiques, dans lequel sont logés les conducteurs des enroulements, et de la disposition des conducteurs dans cet espace. Les formules pour le calcul de ces coefficients sont données dans [13].

§ 71-5. Ecriture des équations des tensions des circuits en grandeurs simples

En procédant de la même façon que pour la machine asynchrone (v. chap. 69), séparons au préalable de toutes les grandeurs statoriques simples (des courants $i_{A\Sigma}$, $i_{B\Sigma}$, $i_{C\Sigma}$) les composantes qui ne comportent pas de grandeurs homopolaires (i_0, Ψ_0, u_0), c'est-à-dire les composantes calculées par les formules:

$$\left.\begin{aligned} i_A &= i_{A\Sigma} - i_0; & i_B &= i_{B\Sigma} - i_0; \\ \Psi_A &= \Psi_{A\Sigma} - \Psi_0; & \Psi_B &= \Psi_{B\Sigma} - \Psi_0 \ldots, \end{aligned}\right\} \tag{71-24}$$

où

$$i_0 = (i_{A\Sigma} + i_{B\Sigma} + i_{C\Sigma})/3;$$

$$\Psi_0 = (\Psi_{A\Sigma} + \Psi_{B\Sigma} + \Psi_{C\Sigma})/3 \ldots$$

Pour les grandeurs rotoriques ramenées il n'est pas nécessaire d'effectuer une opération analogue parce que le système de courants dans les circuits triphasés ramenés du rotor ne contient pas de courants homopolaires. Comme on le voit sur la figure 71-5, la somme de ces courants étendue à toutes les trois phases est toujours nulle. Par exemple:

$$i'_f + (-0{,}5 i'_f) + (-0{,}5 i'_f) = 0.$$

Après la séparation des composantes homopolaires, les équations des tensions de la machine synchrone se séparent en deux systèmes d'équations: un système d'équations des tensions pour les grandeurs simples qui ne comportent pas de composantes homopolaires et une équation des tensions pour les grandeurs simples homopolaires.

Les équations des tensions pour les grandeurs simples qui ne contiennent pas de composantes homopolaires s'écrivent pour toutes

les phases du stator (phases A, B, C):

$$\left.\begin{aligned} u_A &= Ri_A + \frac{d\Psi_A}{dt}; \\ u_B &= Ri_B + \frac{d\Psi_B}{dt}; \\ u_C &= Ri_C + \frac{d\Psi_C}{dt} \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}25)$$

et pour les phases principales des circuits triphasés ramenés du rotor représentées à la figure 71-5

$$\left.\begin{aligned} u_f &= R_f i_f + \frac{d\Psi_f}{dt}, \\ u_{\text{k}d} &= R_{\text{k}d} i_{\text{k}d} + \frac{d\Psi_{\text{k}d}}{dt}, \\ u_{\text{k}q} &= R_{\text{k}q} i_{\text{k}q} + \frac{d\Psi_{\text{k}q}}{dt}. \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}26)$$

L'équation des tensions pour les grandeurs homopolaires s'écrit pour l'une des phases du stator

$$u_0 = Ri_0 + \frac{d\Psi_0}{dt}. \qquad (71\text{-}27)$$

Remarquons que dans (71-25), (71-26) et dans les autres équations écrites en grandeurs ramenées des circuits rotoriques, l'indice de réduction est omis. Ceci est fait pour rendre plus aisée l'utilisation de ces équations lors de l'analyse des phénomènes transitoires.

Les flux totaux embrassés qui apparaissent dans les équations (71-25), (71-27) s'expriment par les courants dans les phases du stator, les courants dans les phases principales du rotor et les inductances correspondantes (v. plus haut). Par exemple, le flux couplé avec la phase A du stator est

$$\begin{aligned} \Psi_A = L_{AA\Sigma} i_A - L_{AB\Sigma} i_B + L_{AC\Sigma} i_C + L_{Af} i_f + \\ + L_{A\text{k}d} i_{\text{k}d} + L_{A\text{k}q} i_{\text{k}q}; \end{aligned} \qquad (71\text{-}28)$$

le flux couplé avec la phase principale de l'enroulement d'excitation ramené est

$$\Psi_f = L_{fA} i_A + L_{fB} i_B + L_{fC} i_C + L_f i_f + L_{f\text{k}d} i_{\text{k}d}; \qquad (71\text{-}29)$$

le flux couplé avec la phase principale de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe longitudinal est

$$\Psi_{\text{k}d} = L_{\text{k}dA} i_A + L_{\text{k}dB} i_B + L_{\text{k}dC} i_C + L_{\text{k}df} i_f + L_{\text{k}d} i_{\text{k}d}; \qquad (71\text{-}30)$$

le flux couplé avec la phase principale de l'enroulement amortisseur ramené suivant l'axe traversal est

$$\Psi_{kq} = L_{kqA} i_A + L_{kqB} i_B + L_{kqC} i_C + L_{kq} i_{kq}; \qquad (71\text{-}31)$$

le flux homopolaire est

$$\Psi_0 = L_0 i_0, \qquad (71\text{-}32)$$

où $L_0 = L_{AA\sigma} + L_{AB\sigma} + L_{AC\sigma}$ est l'inductance qu'une phase du stator présente aux courants homopolaires (v. chap. 69).

Les expressions pour les flux couplés avec les phases B et C du stator s'écrivent d'une manière analogue. Les inductances totales $L_{AA\Sigma}$, $L_{AB\Sigma}$, $L_{AC\Sigma}$ (71-28) de la phase A ainsi que les inductances $L_{BB\Sigma}$, $L_{CC\Sigma}$ et les autres qui figurent dans les équations analogues pour les phases B et C, valent la somme des inductances principales correspondantes (71-9), (71-10) et des inductances de fuite dont la signification physique a été expliquée dans le chap. 69:

$$\left.\begin{aligned} &L_{AA\Sigma} = L_{AA} + L_{AA\sigma}; \quad L_{BB\Sigma} = L_{BB} + L_{BB\sigma}, \quad L_{CC\Sigma} = L_{CC} + L_{CC\sigma};\\ &L_{AB\Sigma} = L_{AB} + L_{AB\sigma}; \quad L_{AC\Sigma} = L_{AC} + L_{AC\sigma}, \quad L_{BC\Sigma} = L_{BC} + L_{BC\sigma}. \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}33)$$

Les inductances totales des phases principales des circuits rotoriques ramenés comprennent elles aussi non seulement les inductances principales correspondantes définies par (71-15), (71-16), mais aussi les inductances de fuites données par (71-21), (71-23)

$$L_f = L_{ff} + L_{f\sigma}, \; L_{kd} = L_{kdd} + L_{kd\sigma}, \; L_{kq} = L_{kqq} + L_{kq\sigma}. \qquad (71\text{-}34)$$

§ 71-6. Equations des tensions en axes *d*, *q*

Le système d'équations différentielles (71-25) à (71-27) décrit entièrement les phénomènes transitoires dans la machine synchrone mais pour des raisons indiquées dans le chap. 69, sa résolution directe est difficile à réaliser.

Pour simplifier l'analyse, le système (71-25), (71-26) établi pour les grandeurs simples est soumis à une transformation pareillement à ce que l'on a fait dans le chap. 69 pour la machine asynchrone. Au lieu des grandeurs simples (courants, tensions, flux embrassés), on introduit de nouvelles variables sous la forme des fonctions complexes résultantes exprimées par l'intermédiaires des grandeurs simples correspondantes. Les fonctions complexes résultantes s'écrivent le plus commodément dans le plan complexe d, q orienté suivant les axes de symétrie magnétique du rotor (l'axe réel du plan complexe est confondu avec l'axe d et l'axe imaginaire avec l'axe q). Les expressions les plus simples s'obtiennent pour les fonction complexes résultantes des grandeurs des circuits rotoriques suivant l'axe longitudinal dont la phase principale est orientée le long de

l'axe longitudinal [v. fig. 71-5 et expressions (69-22), (69-23)]. Il est facile de montrer que les fonctions complexes résultantes des courants dans les circuits longitudinaux sont égales aux courants ramenés qui parcourent les phases principales de ces circuits dans le sens de l'axe longitudinal

$$\left.\begin{aligned}\tilde{I}_f &= \frac{2}{3}\,[i_f + (-0{,}5 i_f)\,\underline{a} + (-0{,}5 i_f)\,\underline{a}^2] = i_f\,;\\ \tilde{I}_{kd} &= \frac{2}{3}\,[i_{kd} + (-0{,}5 i_{kd})\,\underline{a} + (-0{,}5 i_f)\,\underline{a}^2] = i_{kd}.\end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}35)$$

Compte tenu de ce que la phase principale de l'enroulement amortisseur transversal est confondu avec l'axe imaginaire du plan complexe (v. fig. 71-5), on trouve la fonction complexe résultante du courant dans l'enroulement amortisseur transversal

$$\tilde{I}_{kq} = j2\,[i_{kq} + (-0{,}5 i_{kq})\,\underline{a} + (-0{,}5 i_{kq})\,\underline{a}^2]/3 = j i_{kq}. \qquad (71\text{-}36)$$

Comme le montre l'équation, cette fonction complexe résultante est égale en module au courant ramené de l'enroulement amortisseur transversal et dirigée suivant l'axe transversal.

Les fonctions complexes résultantes des tensions et des flux embrassés des circuits rotoriques s'expriment d'une manière analogue par les grandeurs ramenées:

$$\begin{aligned}&\tilde{U}_f = u_f\,;\quad \tilde{\Psi}_f = \Psi_f\,;\quad \tilde{U}_{kd} = u_{kd}\,;\\ &\tilde{\Psi}_{kd} = \Psi_{kd}\,;\quad \tilde{U}_{kq} = j u_{kq}\,;\quad \tilde{\Psi}_{kq} = j\Psi_{kq}.\end{aligned} \qquad (71\text{-}37)$$

La fonction complexe résultante du courant statorique par exemple, dans le plan complexe α, β dont l'axe réel est confondu avec l'axe de la phase A se calcule à l'aide de (69-22)

$$\tilde{I}_{(\alpha,\beta)} = 2\,(i_A + i_B\underline{a} + i_C\underline{a}^2)/3.$$

Dans le plan complexe d, q qui tourne avec le rotor et fait un angle α avec le plan complexe α, β, les courants du stator (69-28) sont traduits par la fonction complexe résultante

$$\tilde{I} = \tilde{I}_{(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} = \frac{2}{3}\,(i_A + i_B\underline{a} + i_C\underline{a}^2)\,e^{-j\alpha}. \qquad (71\text{-}38)$$

On calcule de manière analogue les fonctions complexes résultantes des tensions et des flux couplés avec le stator

$$\begin{aligned}\tilde{U} &= \tilde{U}_{(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} = \frac{2}{3}\,(u_A + u_B\underline{a} + u_C\underline{a}^2)\,e^{-j\alpha}\,;\\ \tilde{\Psi} &= \tilde{\Psi}_{(\alpha,\beta)} e^{-j\alpha} = \frac{2}{3}\,(\Psi_A + \Psi_B\underline{a} + \Psi_C\underline{a}^2)\,e^{-j\alpha}.\end{aligned} \qquad (71\text{-}39)$$

Pour transformer le système d'équations du stator (71-25) en une équation écrite par l'intermédiaire des fonctions complexes résultantes en axes α, β, il suffit de multiplier l'équation pour u_A par

2/3, l'équation pour u_B par $2\underline{a}/3$, l'équation pour u_C par $2\underline{a}^2/3$ et de les additionner membre à membre. Par suite de cette opération on obtient une seule équation complexe dans le plan complexe α, β

$$\widetilde{U}_{(\alpha,\,\beta)}=R\widetilde{I}_{(\alpha,\,\beta)}+\frac{d}{dt}[\widetilde{\Psi}_{(\alpha,\,\beta)}].$$

Toutes les grandeurs qui entrent dans cette équation s'expriment dans le plan complexe d, q à l'aide de (71-38), (71-39)

$$\widetilde{U}e^{j\alpha}=R\widetilde{I}e^{j\alpha}+\frac{d}{dt}[\widetilde{\Psi}e^{j\alpha}].$$

En tenant compte, lors du calcul de la dérivée, que l'angle α est fonction du temps et en simplifiant par $e^{j\alpha}$ tous les termes de l'équation, on obtient une équation des tensions du stator dans le plan complexe d, q

$$\widetilde{U}=R\widetilde{I}+\frac{d\widetilde{\Psi}}{dt}+j\omega\widetilde{\Psi}, \tag{71-40}$$

où $\omega = d\alpha/dt = p_\tau\Omega$ est la vitesse angulaire électrique du rotor.

Les équations des tensions des circuits rotoriques n'exigent aucune transformation et peuvent être laissées sous la forme du système (71-26) dans lequel les grandeurs rotoriques ramenées sont à la fois les projections des fonctions complexes résultantes correspondantes sur l'axe d ou q [v. (71-35), (71-36), (71-37)]. On ne doit transformer que la somme des termes liés aux courants de phase du stator qui figurent dans les équations pour les flux couplés avec les circuits rotoriques. A titre d'exemple, effectuons une telle transformation pour le flux engendré par les courants du stator et couplé avec l'enroulement d'excitation. Ce flux correspond à trois premiers termes de (71-29). Les courants de phases du stator s'expriment dans ces termes par les projections de la fonction complexe résultante du courant $\widetilde{I}$ (71-38) sur les directions des axes des phases (pour la phase A sur la direction $\underline{e}^* = e^{-j\alpha}$ par rapport au plan complexe d, q; pour la phase B sur la direction $\underline{e}^*\underline{a}$; pour la phase C sur la direction $\underline{e}^*\underline{a}^2$)

$$i_A=\operatorname{Re}\widetilde{I}\underline{e}=0{,}5\,(\widetilde{I}\underline{e}+\widetilde{I}^*\underline{e}^*);$$

$$i_B=\operatorname{Re}\widetilde{I}\underline{e}\underline{a}^2=0{,}5\,(\widetilde{I}\underline{e}\underline{a}^2+\widetilde{I}\underline{e}^*\underline{a})\ \ldots$$

Les inductances mutuelles L_{fA}, L_{fB}, L_{fC} s'expriment à l'aide de (71-11), (71-14) par les cosinus des angles α, $\alpha + 4\pi/3$ et $\alpha + 2\pi/3$ qui sont représentés à leur tour sous forme complexe

$$L_{fA} = L_{md}\cos\alpha = 0{,}5L_{md}\,(\underline{e}+\underline{e}^*);$$

$$L_{fB} = L_{md}\cos(\alpha + 4\pi/3) = 0{,}5L_{md}\,(\underline{e}\underline{a}^2+\underline{e}^*\underline{a})$$

Après les substitutions indiquées on obtient, toutes réductions effectuées,

$$i_A L_{fA} + i_B L_{fB} + i_C L_{fC} = 0{,}5\,(\tilde{I} + \tilde{I}^*)\,L_{ad},$$

où $L_{ad} = 3L_{md}/2$ est l'inductance principale de l'induit suivant l'axe longitudinal.

En remarquant que $0{,}5\,(\tilde{I} + \tilde{I}^*)$ est la projection de la fonction complexe résultante du courant sur l'axe d, c'est-à-dire le courant i_d, on déduit de (71-29) l'expression suivante pour le flux couplé avec l'enroulement d'excitation ramené:

$$\Psi_f = i_d L_{ad} + i_f\,(L_{ad} + L_{f\sigma}) + i_{kd} L_{ad}. \qquad (71\text{-}41)$$

On exprime d'une manière analogue, par les composantes du courant du stator, les flux couplés avec les enroulements amortisseurs ramenés suivant les axes correspondants

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{kd} &= i_d L_{ad} + i_f L_{ad} + i_{kd}\,(L_{ad} + L_{kd\sigma})\,; \\ \Psi_{kq} &= i_q L_{aq} + i_{kq}\,(L_{aq} + L_{kq\sigma}), \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}42)$$

où $L_{ad} + L_{f\sigma} = L_f$; $L_{ad} + L_{kd\sigma} = L_{kd}$; $L_{aq} + L_{kq\sigma} = L_{kq}$ sont les inductances totales de l'enroulement d'excitation ramené et des circuits amortisseurs ramenés suivant les axes longitudinal et transversal.

La fonction complexe résultante du flux couplé avec le stator qui apparaît dans (71-40) peut être exprimée par les composantes des fonctions complexes des courants. A cet effet, il suffit de représenter les flux couplés avec les phases qui entrent dans l'équation pour $\tilde{\Psi}$ (71-39) en fonction des courants et des inductances [(71-28) et les équations analogues pour Ψ_B et Ψ_C] et tenir compte de la variation des inductances en fonction de l'angle α (71-9), (71-17). Si, de plus, toutes les fonctions trigonométriques sont représentées par des expressions algébriques qui ne font intervenir que des nombres complexes les transformations nécessaires peuvent s'effectuer sous forme complexe et la fonction complexe résultante du flux embrassé peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$\tilde{\Psi} = \Psi_d + j\Psi_q, \qquad (71\text{-}43)$$

où

$$\Psi_d = L_d i_d + L_{ad} i_f + L_{ad} i_{kd}\,; \quad \Psi_q = L_q i_q + L_{aq} i_{kq}$$

sont les projections de la fonction complexe résultante du flux sur les axes d ou q;

$$i_d = (\tilde{I} + \tilde{I}^*)/2, \quad i_q = \frac{1}{2j}\,(\tilde{I} - \tilde{I}^*)$$

sont les projections de la fonction complexe résultante du courant sur les axes d ou q;

$$L_{ad} = 3L_{md}/2\,; \quad L_{aq} = 3L_{mq}/2$$

sont les inductances principales de l'induit suivant les axes longitudinal et transversal;

$$L_d = L_{ad} + L_\sigma; \quad L_q = L_{aq} + L_\sigma$$

sont les indices totales de l'induit suivant les axes longitudinal et transversal;

$$L_\sigma = L_{AA\sigma} - L_{AB\sigma}$$

est l'inductance de fuite d'une phase de l'induit (compte tenu de l'influence des autres phases).

Les fonctions complexes de la tension, du courant et du flux embrassé qui entrent dans l'équation (71-40) une fois exprimées par les composantes suivant les axes d et q, cette équation se sépare en deux équations: une équation pour la composante longitudinale de la tension statorique et une équation pour la composante transversale de la tension

$$\left.\begin{aligned} u_d &= Ri_d + \frac{d\Psi_d}{dt} - \omega\Psi_q; \\ u_q &= Ri_q + \frac{d\Psi_q}{dt} + \omega\Psi_d. \end{aligned}\right\} \qquad (71\text{-}44)$$

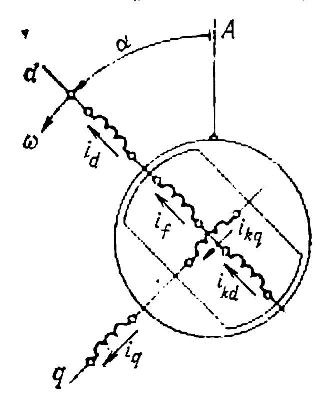


Fig. 71-8. Phases principales des circuits statoriques et des circuits rotoriques ramenés orientées suivant les axes d et q.

Les grandeurs électriques qui entrent dans (71-44) caractérisent les phénomènes qui se produisent dans les circuits statoriques longitudinal et transversal représentant des enroulements triphasés tournants. Les phases principales de ces enroulements parcourues par les courants i_d et i_q et orientées respectivement dans le sens des axes d et q sont montrées, ainsi que les phases principales des circuits ramenés du rotor, sur la figure 71-8 (l'indice de réduction est omis).

Lors de l'étude des phénomènes transitoires les équations (71-44) doivent être considérées conjointement avec les équations des tensions pour les circuits rotoriques (71-26) faisant intervenir les grandeurs ramenées (le prime est comme précédemment omis dans ces équations et dans certaines autres équations de ce chapitre). Les flux embrassés qui apparaissent dans (71-44) et (71-26) s'expriment par les composantes des courants suivant les axes d et q à l'aide de (71-41) à (71-43).

Considérons conjointement les équations des tensions pour les circuits rotoriques longitudinaux (71-26) compte tenu de (71-41), (71-42) et l'équation pour le flux longitudinal couplé avec l'enroulement statorique (71-43). En dérivant la dernière équation, on obtient

le système suivant :

$$\frac{d}{dt}\Psi_d = \frac{d}{dt}[L_d i_d + L_{ad}(i_f + i_{kd})];$$

$$u_f = R_f i_f + \frac{d}{dt}[L_f i_f + L_{ad}(i_d + i_{kd})];$$

$$0 = R_{kd} i_{kd} + \frac{d}{dt}[L_{kd} i_{kd} + L_{ad}(i_d + i_f)],$$

auquel correspond le schéma électrique équivalent suivant l'axe longitudinal représenté à la figure 71-9, *a*.

En procédant de la même façon pour l'équation de la tension du circuit rotorique transversal et l'équation pour le flux transversal couplé avec l'enroulement statorique, on obtient le schéma électrique équivalent suivant l'axe transversal représenté à la figure 71-9, *b*. Ces schémas reflètent les couplages magnétiques entre les circuits équivalents du stator et du rotor dont les axes sont dirigés respectivement dans les sens longitudinal et transversal. L'emploi de schémas électriques équivalents suivant les axes longitudinal et transversal facilite l'analyse des phénomènes transitoires dans les machines synchrones.

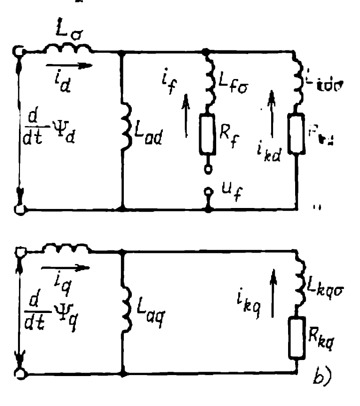


Fig. 71-9. Schémas électriques équivalents de la machine synchrone suivant les axes longitudinal (*a*) et transversal (*b*).

Les équations différentielles de la machine synchrone transformées en axes *d*, *q*, 0 ont été obtenues pour la première fois aux Etats-Unis au cours des années 20 par Park. Un peu plus tard, les méthodes d'analyse des phénomènes transitoires à l'aide des mêmes équations ont été développées en U.R.S.S. par Gorev. C'est pourquoi le système d'équations (71-26), (71-27), (71-41) à (71-44) de la machine synchrone représenté en axes *d*, *q*, 0 est appelé équations de Park-Gorev.

Le fait que les coefficients des courants dans (71-41) à (71-43) sont indépendants de la position angulaire du rotor rend possible une étude analytique des phénomènes transitoires à l'aide du système transformé d'équations et facilite considérablement la programmation ou l'établissement des schémas analogiques pour la résolution de ces équations sur les machines à calculer numériques ou analogiques. Pour l'étude analytique, le système d'équations en axes *d*, *q*, 0 s'écrit et se résout souvent sous forme opératorielle. Dans ce cas, le symbole de la dérivée d/dt est remplacé par l'opérateur p.

§ 71-7. Couple électromagnétique et équation du mouvement du rotor

Dans la machine synchrone, le couple électromagnétique peut se calculer soit comme un couple exercé sur le rotor, soit comme un couple qui s'exerce sur le stator. Pour le calcul du couple qui s'applique au stator on peut se servir des formules obtenues pour la machine asynchrone [v. (69-45)].

Avec les notations adoptées pour la machine synchrone, l'équation du couple électromagnétique est de la forme

$$M = \frac{3p_\tau}{2} \operatorname{Im} \tilde{\Psi}^* \tilde{I} = \frac{3p_\tau (\tilde{\Psi}^* \tilde{I} - \tilde{\Psi} \tilde{I}^*)}{4j} = \frac{3p_\tau}{2} (\Psi_d i_q - \Psi_q i_d), \quad (71\text{-}45)$$

où $\tilde{\Psi} = \Psi_d + i\Psi_q$ est la fonction complexe résultante du flux couplé avec le stator;

$\tilde{I} = i_d + ji_q$, la fonction complexe résultante du courant dans le stator.

Remarquons que le couple électromagnétique exercé sur le rotor est considéré comme positif s'il est dirigé dans le sens de rotation.

L'équation du mouvement du rotor de la machine synchrone ne diffère en rien de l'équation correspondante pour la machine asynchrone (69-11).

§ 71-8. Equations de la machine synchrone triphasée au régime équilibré synchrone établi

Au régime équilibré synchrone établi, la vitesse angulaire électrique du rotor $\omega = p_\tau \Omega$ est constante et ne diffère pas de la pulsation ω_1 des grandeurs électriques du stator: des courants, des tensions et des flux couplés avec le stator, c'est-à-dire que $\omega = \omega_1$. De plus, toutes les grandeurs électriques du stator ne comportent que des composantes directes.

Les fonctions complexes résultantes des grandeurs statoriques représentées en axes fixes α, β (de même que dans la machine asynchrone dont l'analyse du régime établi est donnée au § 69-10) sont identiques aux fonctions complexes des grandeurs correspondantes pour la phase A du stator

$$\tilde{I}_{\alpha\beta} = \tilde{I}_A = \dot{I}_A e^{j\omega_1 t}, \quad \text{où} \quad \dot{I}_A = \dot{I}_m = I_m e^{j\beta_1};$$

$$\tilde{\Psi}_{\alpha\beta} = \tilde{\Psi}_A = \dot{\Psi}_A e^{j\omega_1 t}, \quad \text{où} \quad \dot{\Psi}_A = \dot{\Psi}_m = \Psi_m e^{j\eta_1};$$

$$\tilde{U}_{\alpha\beta} = \tilde{U}_A = \dot{U}_A e^{j\omega_1 t}, \quad \text{où} \quad \dot{U}_A = \dot{U}_m = U_m e^{j\varphi_1}.$$

En axes d, q, les fonctions complexes résultantes des grandeurs statoriques sont représentées par les amplitudes complexes constantes dans le temps:

$$\tilde{I}_{dq} = \tilde{I}_{\alpha\beta} e^{-j\alpha} = \dot{I}_m; \quad \tilde{\Psi}_{dq} = \tilde{\Psi}_{\alpha\beta} e^{-j\alpha} = \dot{\Psi}_m; \quad \tilde{U}_{dq} = \tilde{U}_{\alpha\beta} e^{-j\alpha} = \dot{U}_m,$$

ce qui est facile à vérifier en remarquant que $\alpha = \omega t = \omega_1 t$.

Si l'on se reporte à l'équation des tensions pour le stator (71-40), écrite en axes d, q par l'intermédiaire des fonctions complexes résultantes on voit que la f.é.m. de transformation $d\widetilde{\Psi}/dt$ y disparaît (car $\widetilde{\Psi}$ ne varie pas dans le temps). C'est pourquoi au régime synchrone établi, le second membre de l'équation ne comprend que la f.é.m. dynamique $(-j\omega_1\widetilde{\Psi})$ et cette équation s'écrit par l'intermédiaire des amplitudes complexes sous la forme

$$\dot{U}_s = R\dot{I}_m + j\omega_1\dot{\Psi}_m, \tag{71-46}$$

où l'indice « s » signifie que cette tension est considérée comme une f.é.m. du réseau extérieur introduite dans l'enroulement de stator (d'induit).

Du fait du mouvement synchrone du rotor, qui conduit de façon formelle à la constance des composantes des courants statoriques (i_d = constant, i_q = constant), ces courants produisent des flux constants couplés avec les circuits rotoriques et n'y induisent donc aucune f.é.m. Par suite, comme il découle de l'analyse de (71-26), lorsque les circuits longitudinal et transversal de l'enroulement amortisseur sont en court-circuit (c'est-à-dire que $u_{\text{к}d} = u_{\text{к}q} = 0$), ils ne sont parcourus par aucun courant ($i_{\text{к}d} = i_{\text{к}q} = 0$), alors que le courant continu i_f dans l'enroulement d'excitation est déterminé par la source de tension continue u_f = constante qui alimente l'enroulement d'excitation:

$$i'_f = \frac{u'_f}{R'_f} = m_{if}\frac{u_f}{R_f} = m_{if}i_f. \tag{71-47}$$

En exprimant, à l'aide de (71-43) le flux embrassé Ψ_m qui entre dans (71-46) par les courants du stator et de l'enroulement d'excitation:

$$\dot{\Psi}_m = \Psi_{dm} + j\Psi_{qm} = L_d i_d + L_{ad} i_f + jL_q i_q = L_d\dot{I}_{dm} + L_q\dot{I}_{qm} + L_{ad}\dot{I}_{f\,m}$$

et en divisant l'équation (71-46) par $\sqrt{2}$, on obtient l'équation

$$\dot{E}_f = \dot{U} + R\dot{I} + jX_q\dot{I}_q + jX_d\dot{I}_d \;\ldots, \tag{71-48}$$

qui est identique à l'équation (55-14) obtenue précédemment pour le régime établi.

En comparant ces équations il faut se rappeler que

$$\dot{E}_f = -jX_{ad}\dot{I}_f; \quad \dot{I} = i_d + ji_q = \dot{I}_d + \dot{I}_q;$$

$$\dot{I}_f = i_f; \quad X_{ad} = \omega L_{ad}; \quad X_d = \omega L_d;$$

$$X_q = \omega L_q; \quad \dot{U} = -\dot{U}_c.$$

CHAPITRE 72

PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES DANS LES MACHINES SYNCHRONES À LA VARIATION DE L'EXCITATION ET À LA DÉSEXCITATION

§ 72-1. Caractéristique générale des phénomènes transitoires

Les phénomènes transitoires qui se produisent dans les machines synchrones au cours de leur utilisation normale et en cas d'accidents sont bien variés. Certains phénomènes transitoires électromécaniques liés à des variations importantes des vitesses de rotation des machines synchrones (accrochage lors de la synchronisation et de la resynchronisation, démarrage asynchrone, oscillations de vitesse en cas de brusques variations de charge, etc.) ont été examinés dans la partie 5 avec plusieurs hypothèses simplificatrices.

Etant donné de grosses difficultés qui naissent lorsqu'on fait une étude analytique approfondie des phénomènes transitoires électromécaniques, dans ce chapitre nous allons restreindre notre analyse à des phénomènes transitoires électromagnétiques qui se déroulent dans les machines synchrones à vitesse de rotation constante en nous basant sur la description mathématique donnée au chap. 71. Nous examinerons les phénomènes électromagnétiques les plus importants en commençant par les plus simples et en passant progressivement aux plus compliqués. Proposons-nous d'analyser tout d'abord les phénomènes transitoires qui se produisent à la variation de l'excitation et à la désexcitation de la machine.

Le déroulement de ces phénomènes est le plus simple dans la machine synchrone sans enroulement amortisseur au rotor et un peu plus compliqué dans la machine munie d'un tel enroulement. L'allure du régime transitoire dépend pour une large part de l'état de l'enroulement statorique : est-il mis en court-circuit ou à circuit ouvert. Examinons les variantes énumérées des phénomènes transitoires dans l'ordre de croissance de leur complexité.

§ 72-2. Phénomènes transitoires dans une machine sans enroulement amortisseur et à enroulement statorique ouvert

Dans ce cas le phénomène transitoire n'est lié qu'à des variations se produisant dans le circuit qui alimente l'enroulement d'excitation et se décrit par l'équation de cet enroulement

$$R_f i_f + \frac{d}{dt}(\Psi_f) = u_f,$$

où $\Psi_f = L_f i_f$.

Si l'on admet que la perméabilité des portions ferromagnétiques du circuit magnétique est infiniment grande et que l'inductance L_f de l'enroulement d'excitation ainsi que les inductances de tous les autres enroulements sont constantes, on obtient une équation différentielle linéaire du premier ordre à coefficients constants:

$$R_f i_f + L_f \frac{di_f}{dt} = u_f.$$

En introduisant l'opérateur de dérivation $p = d/dt$, récrivons cette équation sous forme opératorielle

$$R_f i_f + L_f p i_f = u_f. \qquad (72\text{-}1)$$

On sait que la solution de cette équation est la somme de deux composantes:

a) une composante « stationnaire » définie par le second membre de l'équation et représentant le courant à $t = \infty$, lorsque le phénomène transitoire a pris fin et $pi_f = 0$. Si le régime transitoire a pour origine une brusque variation de tension à $t = 0$, alors $u_f = 0$ à $t < 0$ et $u_f =$ constante à $t \geqslant 0$, si bien que la composante stationnaire du courant a pour valeur

$$i_{f\text{st}} = u_f/R_f.$$

b) une composante libre obtenue par la résolution de l'équation différentielle $R_f i_{fl} + L_f p i_{fl} = 0$. La solution de cette équation a la forme $i_{fl} = Ce^{\beta t}$, où $\beta = -R_f/L_f = -1/T_f$ est la racine de l'équation caractéristique $R_f + L_f\beta = 0$; C, la constante d'intégration; $T_f = L_f/R_f$, la constante de temps de l'enroulement d'excitation.

Le courant traversant l'enroulement d'excitation vaut la somme de ces deux composantes:

$$i_f = i_{f\,\text{st}} + i_{fl} = i_{f\text{st}} + Ce^{-t/T_f}.$$

Considérons les phénomènes transitoires *à une variation brusque de la tension d'excitation* u_f. Supposons qu'avant le régime transitoire le courant initial dans l'enroulement d'excitation était $i_{f\text{in}}$. Alors

on déduit de la dernière équation pour $t = 0$ la constante d'intégration $C = i_{fin} - i_{fst}$ et, en l'introduisant dans l'équation, on obtient la solution sous la forme suivante :

$$i_f = i_{f\,st} + (i_{f\,in} - i_{f\,st})\, e^{-t/T_f}. \tag{72-2}$$

Cette solution est également valable aussi bien pour le cas d'augmentation de l'excitation lorsque $i_{fst} > i_{fin}$ (fig. 72-1, *a*) que pour le cas de diminution de l'excitation lorsque $i_{fst} < i_{fin}$ (fig. 72-1, *b*). La constante de temps de l'enroulement d'excitation est relativement grande : $T_f = 1$ à 12 s (surtout dans les grosses machines synchrones). C'est pourquoi, quand il est nécessaire d'accroître la rapidité d'établissement du courant d'excitation, on a recours au forçage d'excitation (en provoquant une surtension momentanée de l'excitatrice). La tension de l'excitatrice est portée à sa valeur limite $u_{fm} = k_1 u_{fn}$ qui est k_1 fois plus grande que la tension u_{fn} au régime nominal. L'allure de la courbe de croissance du courant lors du forçage d'excitation est montrée à la figure 72-1, *a* en traits interrompus.

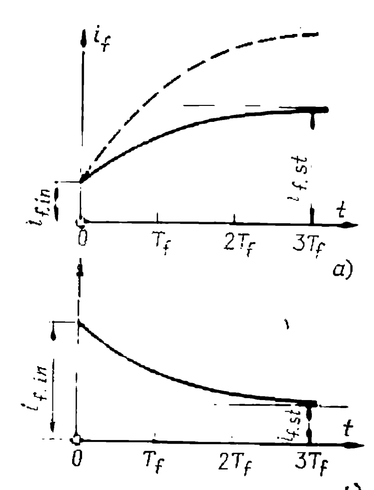


Fig. 72-1. Phénomènes transitoires à la variation de la tension d'excitation.

Les systèmes d'excitation permettent d'obtenir un rapport de la tension d'excitation limite à la tension nominale d'au moins 1,4 pour les machines d'usage général et de 2,0 pour les hydro-alternateurs, les turbo-alternateurs et les compensateurs synchrones.

L'équation (72-2) peut également s'appliquer à l'analyse des phénomènes transitoires qui se produisent *à la désexcitation de la machine* qu'on effectue pour supprimer rapidement les tensions agissant sur ses enroulements. Pour la désexcitation, on ferme l'enroulement d'excitation sur une résistance chutrice R_{ch} additionnelle et on le débranche ensuite de l'excitatrice. Dans ce cas $i_{f\,st} = 0$ si bien que

$$i_f = i_{f\,in} e^{-t/T_{f\,dés}}. \tag{72-3}$$

Pourtant pour le calcul de la constante de temps de désexcitation $T_{f\,dés}$ et de la tension sur l'enroulement d'excitation on doit tenir compte non seulement de la résistance R_f de l'enroulement lui-même mais aussi de la résistance chutrice R_{ch} introduite dans le circuit de cet enroulement. La constante de temps $T_{f\,dés} = L_f/R_{f\,ch}$ du circuit lors de la désexcitation est $R_{f\,ch}/R_{f0}$ fois plus petite que la constante de temps T_f de l'enroulement d'excitation

lui-même (ici $R_{f\,ch} = R_{f0} + R_{ch}$) [1]. La chute de tension $u_{f\,dés} = i_f R_{ch}$ développée dans la résistance chutrice est égale à la tension transitoire $R_{f0} i_f = L_f p i_f$ sur l'enroulement d'excitation. Ceci découle de (72-1): étant donné qu'à la désexcitation $u_f = 0$, $R_f = R_{f0} + R_f$, on a

$$R_{f0} i_f + pL_f i_f = -R_{ch} i_f = u_{f\,dés}.$$

Le courant initial $i_{f\,in}$ dans l'enroulement d'excitation étant déterminé par la tension initiale $u_{f\,in}$ ($i_{f\,in} = u_{f\,in}/R_{f0}$), la tension transitoire sur l'enroulement d'excitation s'exprime par

$$u_{f\,dés} = u_f R_{ch} = \frac{R_{ch}}{R_{f0}} u_{f\,in} e^{-t/T_{f\,dés}}.$$

Tout de suite après la fermeture de l'enroulement d'excitation sur la résistance chutrice, c'est-à-dire à $t = 0$, la tension qui agit sur l'enroulement d'excitation est R_{ch}/R_{f0} fois plus grande que la tension initiale. En choisissant la valeur ohmique de la résistance chutrice, on cherche à réaliser deux conditions contradictoires: éteindre le plus rapidement possible le champ (pour empêcher le défaut de se développer), mais de manière que la surélévation de la tension qui en résulte n'endommage pas l'isolation. C'est pour $R_{ch} \approx 5R_{f0}$ que les deux conditions sont assez bien satisfaites (la constante de temps devient $5 + 1 = 6$ fois plus petite, alors que la tension augmente tout au plus de 5 fois).

§ 72-3. Phénomènes transitoires dans une machine à enroulement amortisseur et à enroulement statorique ouvert

Dans le cas où la machine comporte un enroulement amortisseur il devient nécessaire de considérer conjointement deux équations différentielles: une pour l'enroulement d'excitation et l'autre pour le circuit équivalent de l'enroulement amortisseur (71-26). Ecrivons ces équations sous forme opératorielle:

$$\left.\begin{aligned} R_f i_f + p(L_f i_f + L_{ad} i_{kd}) &= u_f; \\ R_{kd} i_{kd} + p(L_{kd} i_{kd} + L_{ad} i_f) &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (72\text{-}4)$$

Supposons comme précédemment qu'à l'instant $t = 0$ la tension d'excitation subit une brusque variation et reste ensuite constante. Dans ces conditions le courant d'excitation varie de la valeur initiale $i_{f\,in} = u_{f\,in}/R_f$ (à $t = 0$) jusqu'à sa valeur stationnaire $i_{f\,st} = u_f/R_f$ (à $t = \infty$), sa valeur instantanée étant la somme d'une

[1]) Remarquons qu'on doit toujours tenir compte des résistances additionnelles que comporte le circuit de l'enroulement d'excitation: les conducteurs de connexion, les contacts glissants, l'induit de l'excitatrice et les éléments du système d'excitation.

composante stationnaire et d'une composante libre:

$$i_f = i_{f\,\mathrm{st}} + i_{fl}.$$

L'enroulement amortisseur n'est parcouru que par la composante libre du courant, car après la fin du régime transitoire le courant y disparaît complètement ($i_{\mathrm{k}d\,\mathrm{st}} = 0$)

$$i_{\mathrm{k}d} = i_{\mathrm{k}dl}.$$

Les courants libres dans les enroulements se calculent en résolvant le système d'équations linéaires homogènes déduites de (72-4) pour $u_f = 0$:

$$\left.\begin{aligned} &R_f i_{fl} + pL_f i_{fl} + pL_{ad} i_{\mathrm{k}dl} = 0\,; \\ &R_{\mathrm{k}d} i_{\mathrm{k}dl} + pL_{\mathrm{k}d} + i_{\mathrm{k}dl} + pL_{ad} i_{fl} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (72\text{-}5)$$

On sait de la théorie des équations différentielles que la solution d'un tel système a la forme suivante:

$$\left.\begin{aligned} &i_{fl} = i_{f1} e^{-t/T_1} + i_{f2} e^{-t/T_2}\,; \\ &i_{\mathrm{k}dl} = i_{\mathrm{k}d1} e^{-t/T_1} + i_{\mathrm{k}d2} e^{-t/T_2}, \end{aligned}\right\} \qquad (72\text{-}6)$$

où i_{f1}, i_{f2}, $i_{\mathrm{k}d1}$, $i_{\mathrm{k}d2}$ sont des courants continus arbitraires qui se déterminent à partir des conditions initiales et du système (72-4);

T_1, T_2, les constantes de temps à déterminer à partir de l'équation caractéristique.

Pour trouver l'équation caractéristique, dérivons les deux équations (72-5) et éliminons entre quatre équations le courant dans l'enroulement amortisseur et ses dérivées première et seconde, c'est-à-dire $i_{\mathrm{k}dl}$, $pi_{\mathrm{k}dl}$ et $p^2 i_{\mathrm{k}dl}$. On obtient alors pour le courant d'excitation l'équation suivante:

$$\delta T_f T_{\mathrm{k}d} p^2 i_{fl} + (T_f + T_{\mathrm{k}d})\, p i_{fl} + i_{fl} = 0, \qquad (72\text{-}7)$$

où $T_f = L_f/R_f$ est la constante de temps de l'enroulement d'excitation, les autres enroulements étant à circuit ouvert;

$T_{\mathrm{k}d} = L_{\mathrm{k}d}/R_{\mathrm{k}d}$, la constante de temps de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal, les autres enroulements étant à circuit ouvert;

$\sigma = 1 - L_{ad}^2/L_f L_{\mathrm{k}d}$, le coefficient de dispersion de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur.

L'équation caractéristique associée à (72-7) a la forme

$$\sigma T_f T_{\mathrm{k}d} \beta^2 + (T_f + T_{\mathrm{k}d})\,\beta + 1 = 0.$$

Les racines de cette équation sont les coefficients d'affaiblissement β_1 et β_2 par lesquels s'expriment les constantes de temps qui entrent dans (72-6):

$$T_1 = -1/\beta_1\,; \quad T_2 = -\frac{1}{\beta_2}.$$

En effectuant la substitution $\beta = -1/T$, on obtient une équation du second degré

$$T^2 - (T_f + T_{kd}) T + \sigma T_{kd} T_f = 0, \quad (72\text{-}8)$$

dont les racines sont les constantes de temps cherchées

$$\left.\begin{aligned} T_1 &= -\frac{1}{\beta_1} = \frac{T_f + T_{kd}}{2} + \sqrt{\left(\frac{T_f + T_{kd}}{2}\right)^2 - \sigma T_f T_{kd}}\,; \\ T_2 &= -\frac{1}{\beta_2} = \frac{T_f + T_{kd}}{2} - \sqrt{\left(\frac{T_f + T_{kd}}{2}\right)^2 - \sigma T_f T_{kd}}, \end{aligned}\right\} \quad (72\text{-}9)$$

Les constantes de temps T_f sont généralement plusieurs fois plus grandes que T_{kd}, car $R_{kd} \gg R_f$. Avec un tel rapport entre les constantes de temps, les racines de l'equation (72-8) restent presque inchangées lorsqu'on augmente le coefficient de T de σT_{kd} et le terme constant de σT_{kd}^2. Mais alors il vient

$$T^2 - [(T_f + T_{kd}) + \sigma T_{kd}] T + (T_f + T_{kd}) \sigma T_{kd} = 0$$

ou encore

$$[T - (T_f + T_{kd})] (T - \sigma T_{kd}) = 0.$$

En résolvant l'équation ainsi transformée, on obtient pour les constantes de temps les expressions approchées suivantes:

$$T_1 \approx T_f + T_{kd}; \quad T_2 \approx \sigma T_{kd}. \quad (72\text{-}10)$$

Puisque $\sigma = 1 - L_{ad}^2/L_f L_{kd} < 1$, la constante de temps $T_1 = T_f + T_{kd} \gg T_2$ et chacun des courants libres intervenant dan (72-6) vaut la somme de deux composantes: d'une composante lente d'indice 1, qui décroît avec la constante de temps T_1, et d'une composante rapide d'indice 2 dont la décroissance se caractérise par la constante de temps T_2.

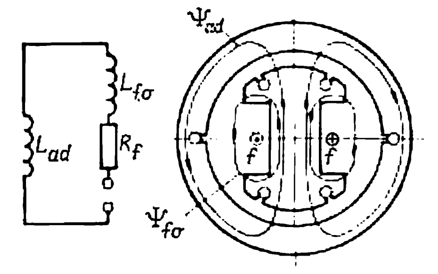


Fig. 72-2. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance L_f de l'enroulement d'excitation.

L'allure du phénomène lent se détermine principalement par le courant et le champ de l'enroulement d'excitation. C'est pourquoi la constante de temps du phénomène lent ne diffère que très peu de celle de l'enroulement d'excitation $T_1 \approx T_f + T_{kd} \approx \approx T_f = L_f/R_f$. Le schéma électrique équivalent ayant la constante de temps T_f est montré à la figure 72-2. Il est facile de voir que ce schéma peut être obtenu à partir du schéma équivalent général (v. fig. 71-9) si l'on ouvre l'enroulement statoriq ue et l'enroulement amortisseur. Cette figure montre également le spectre du champ ma-

gnétique produit par le courant dans l'enroulement d'excitation lorsque tous les autres enroulements sont à circuit ouvert.

La constante de temps du phénomène rapide

$$T_2 \approx \sigma T_{\text{k}d} = \frac{\sigma L_{\text{k}d}}{R_{\text{k}d}}$$

s'exprime par l'inductance

$$\sigma L_{\text{k}d} = L_{\text{k}d\sigma} + \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_{f\sigma}}\right)^{-1},$$

que présente l'enroulement amortisseur longitudinal lorsque l'enroulement d'excitation est mis en court-circuit et sa résistance effective est supposée nulle : $R_f = 0$ (enroulement « supraconducteur »). La constante de temps T_2 est sensiblement différente de la constante de temps $T_{\text{k}d}$. Le schéma électrique équivalent dont la constante de

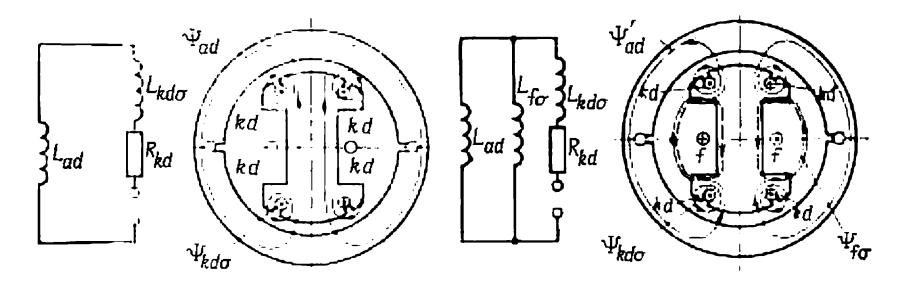


Fig. 72-3. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance $L_{\text{k}d}$ de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal.

Fig. 72-4. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance $\sigma L_{\text{k}d}$ de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal pour l'enroulement d'excitation mis en court-circuit.

temps est $T_{\text{k}d}$ est représenté sur la figure 72-3. On y a fait figurer également le champ magnétique qu'engendre le courant dans l'enroulement amortisseur lorsque tous les autres enroulements sont à circuit ouvert. Le schéma électrique équivalent à constante de temps T_2 et à inductance $\sigma L_{\text{k}d}$ est représenté à la figure 72-4 qui montre également le champ magnétique produit par les composantes rapides des courants lorsque l'enroulement d'excitation supraconducteur est mis en court-circuit. Il est aisé de vérifier que les schémas des figures 72-3 et 72-4 peuvent être obtenus à partir du schéma équivalent général de la figure 71-9 si l'on réalise les conditions correspondantes.

On s'assure aisément que lors de l'analyse des phénomènes rapides il est justifié de considérer l'enroulement d'excitation comme supraconducteur. En introduisant dans l'équation (72-5) de l'enroulement d'excitation les composantes rapides des courants don-

nées par (72-6)

$$R_f i_{f2} e^{-t/T_2} - \frac{L_f}{T_2} i_{f2} e^{-t/T_2} - \frac{L_{ad}}{T_2} i_{kd2} e^{-t/T_2} = 0,$$

on voit que pour $R_f \ll R_{kd}$ on peut toujours négliger le premier terme de l'équation, qui a le sens d'une chute ohmique de tension par rapport au deuxième terme qui a le sens d'une f.é.m. d'auto-induction :

$$R_f \ll \frac{L_f}{T_2} = \frac{R_{kd} L_f}{\sigma L_{kd}},$$

où

$$L_f \approx L_{kd}, \quad \sigma < 1.$$

Or, ceci signifie qu'en analysant le phénomène rapide, on peut considérer, sans commettre d'erreur sensible, que l'enroulement d'excitation est supraconducteur ($R_f = 0$).

L'inductance que l'enroulement amortisseur offre à la composante rapide du courant i_{kd2}, compte tenu de l'influence du courant i_{f2} induit dans l'enroulement d'excitation supraconducteur, est déterminé par le flux embrassé résultant:

$$L = \frac{\Psi_{kd}}{i_{kd2}} = \frac{L_{kd} i_{kd2} + L_{ad} i_{f2}}{i_{kd2}}. \qquad (72\text{-}11)$$

Le courant i_{f2} qui entre dans cette équation se calcule à l'aide de l'équation différentielle (72-5) de l'enroulement d'excitation dans laquelle $R_f = 0$, $\frac{d}{dt}\Psi_f = 0$, où $\Psi_f = L_f i_{f2} + L_{ad} i_{kd2}$ est le flux engendré par les composantes rapides des courants et couplé avec l'enroulement d'excitation. En intégrant cette équation, on arrive à la conclusion qu'*au cours du régime transitoire le flux couplé avec l'enroulement d'excitation supraconducteur en court-circuit et, en général, avec un circuit fermé supraconducteur mis en court-circuit reste constant et égal à sa valeur initiale*

$$\Psi_f = \Psi_{f0} = \text{constant ou } \Psi = \Psi_0 = \text{constant}. \qquad (72\text{-}12)$$

Cette conclusion est largement utilisée lors de l'étude des phénomènes transitoires dont elle facilite grandement l'analyse. Dans le cas considéré, le flux engendré par les composantes rapides des courants et embrassé par les spires de l'enroulement d'excitation supraconducteur doit être nul puisque avant le phénomène transitoire ces courants n'existaient pas:

$$\Psi_f = L_f i_{f2} + L_{ad} i_{kd2} = \Psi_{f0} = 0.$$

De ce fait, les composantes rapides des courants doivent vérifier la relation

$$i_{f2} = -\frac{L_{ad}}{L_f} i_{kd2}. \qquad (72\text{-}13)$$

En introduisant l'équation (72-13) dans (72-11), on obtient pour l'inductance de l'enroulement amortisseur, l'enroulement d'excita-

tion étant mis en court-circuit, une expression identique à celle obtenue précédemment

$$L = \frac{\Psi_{kd}}{i_{kd2}} = L_{kd\sigma} + \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_{f\sigma}}\right)^{-1} = \sigma L_{kd}. \qquad (72\text{-}14)$$

A l'inductance donnée par (72-14) correspond le champ magnétique représenté à la figure 72-4. On peut s'en assurer facilement en se rappelant que les inductances sont proportionnelles aux perméances des intervalles non magnétiques à travers lesquels se ferment les champs magnétiques qui déterminent ces inductances. Il résulte de (71-21), (71-22), (71-43) que

$$L_{ad} = w_1^2 \Lambda_{ad}\,; \quad L_{f\sigma} = w_1^2 \Lambda_{f\sigma}\,; \quad L_{kd\sigma} = w_1^2 \Lambda_{kd\sigma},$$

où Λ_{ad} est la perméance de l'entrefer pour le flux total embrassé longitudinal selon la figure 72-2 ou 72-3;

$\Lambda_{f\sigma}$, la perméance de l'espace interpolaire pour le flux de dispersion de l'enroulement d'excitation $\Psi_{f\sigma}$ selon la figure 72-2;

$\Lambda_{kd\sigma}$, la perméance des intervalles non magnétiques pour le flux de dispersion $\Psi_{kd\sigma}$ de l'enroulement amortisseur longitudinal selon la figure 72-3.

En opérant de la même façon, on peut exprimer l'inductance L par l'intermédiaire de la perméance correspondante: $L = w_1^2 \Lambda$. Après avoir exprimé les inductances qui apparaissent dans (72-14) par les perméances, on trouve que

$$\Lambda = \Lambda_{kd\sigma} + \Lambda'_{ad},$$

où

$$\frac{1}{\Lambda'_{ad}} = \frac{1}{\Lambda_{f\sigma}} + \frac{1}{\Lambda_{kd\sigma}}.$$

Or, ceci signifie que la perméance Λ pour le flux total embrassé est la somme des perméances $\Lambda_{kd\sigma}$ et Λ'_{ad} mises en parallèle par lesquelles se ferment les flux totaux embrassés $\Psi_{kd\sigma}$ et Ψ'_{ad} (v. fig. 72-4), alors que Λ'_{ad} représente la perméance de deux intervalles non magnétiques mis en série: de l'entrefer de perméance Λ_{ad} et des espaces interpolaires de perméance $\Lambda_{f\sigma}$. C'est justement à travers ces perméances connectées en série que se ferme le champ magnétique qui produit le flux embrassé Ψ'_{ad} (fig. 72-4). La pénétration du champ Ψ'_{ad} à l'intérieur du circuit d'excitation est empêchée par le courant i_{f2} (v. 72-13) induit dans l'enroulement d'excitation (le flux couplé avec le circuit d'excitation doit rester nul et donc les lignes de champ couplées avec ce circuit ne doivent pas exister!). C'est pourquoi les lignes du champ Ψ'_{ad} doivent se fermer à travers la perméance $\Lambda_{f\sigma}$, c'est-à-dire emprunter le même trajet par lequel se ferme le flux de dispersion de l'enroulement d'excitation $\Psi_{f\sigma}$ (dans la figure 72-4 une ligne de force correspondant au champ de dispersion de l'enroulement d'excitation est montrée en traits interrompus).

Cherchons maintenant les valeurs maximales (initiales) des composantes rapides (i_{f2}, i_{kd2}) et lentes (i_{f1}, i_{kd1}) des courants libres qui entrent dans l'équation (72-6). Une des équations nécessaires à la détermination de ces courants, à savoir (72-13), a été obtenue précédemment. En supposant donnés le courant initial $i_{f\ in}$ et le courant stationnaire $i_{f\ st}$ dans l'enroulement d'excitation, exprimons le courant initial à l'aide de (72-6)

$$i_{f\,in} = i_{f(t=0)} = i_{f\,st} + i_{f\,l(t=0)}) = i_{f\,st} + i_{f1} + i_{f2}. \quad (72\text{-}15)$$

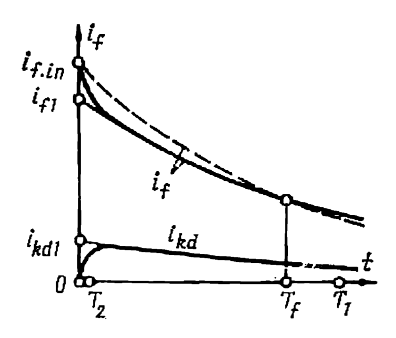


Fig. 72-5. Variation du courant d'excitation i_f et du courant i_{kd} dans l'enroulement amortisseur au cours de la désexcitation: ——, pour l'enroulement amortisseur fermé; — — — —, pour l'enroulement amortisseur ouvert.

En tenant compte qu'à $t = 0$ le courant initial dans l'enroulement amortisseur est nul, on obtient à l'aide de (72-6):

$$i_{kd(t=0)} = i_{kd1} + i_{kd2} = 0. \quad (72\text{-}16)$$

La quatrième équation nécessaire à la détermination des courants libres peut s'écrire si l'on applique l'équation du circuit amortisseur (72-5) à l'intervalle de temps où les composantes rapides des courants ont eu le temps de s'atténuer, c'est-à-dire où $e^{-t/T_2} = 0$. Portant alors (72-6) dans (72-5) et en simplifiant par le facteur commun e^{-t/T_1}, on obtient:

$$R_{kd}i_{kd1} - \frac{1}{T_1}(L_{kd}i_{kd1} + L_{ad}i_{f1}) = 0. \quad (72\text{-}17)$$

En résolvant conjointement les équations (72-13) et (72-17), on trouve:

$$i_{f1} = (i_{f\,in} - i_{f\,st})\frac{T_1 - T_{kd}}{T_1 - T_2}; \quad i_{f2} = (i_{f\,in} - i_{f\,st})\frac{T_{kd} - T_2}{T_1 - T_2};$$

$$i_{kd1} = -i_{kd2} = (i_{f\,in} - i_{f\,st})\frac{L_{ad}T_{kd}}{L_{kd}(T_1 - T_2)}. \quad (72\text{-}18)$$

Les courbes de variation des courants i_f et i_{kd} au régime transitoire, construites à l'aide de (72-6), (72-18) pour le cas de la désexcitation ($i_{f\ st} = 0$), sont montrées sur la figure 72-5 (traits pleins). Ces courbes sont construites pour $T_f = 0{,}8T_1$; $T_{kd} = 0{,}2T_1$; $L_{kd}/L_{ad} = 1{,}1$; $L_f/L_{ad} = 1{,}14$; $\sigma = 0{,}2$; $T_2 = 0{,}04T_1$. Sur la même figure on voit la courbe du courant i_f (en traits interrompus) pour le cas de la désexcitation avec l'enroulement amortisseur ouvert, lorsque $i_{kd} = 0$ et l'atténuation s'effectue avec la constante de temps $T_f = T_1 - T_{kd}$. On voit qu'au début du régime transitoire (pour $t < T_f$) la décroissance du courant d'excitation est plus rapide lorsque l'enroulement amortisseur est en court-circuit, pour-

tant à $t = T_f$ les courbes en traits pleins et en traits interrompus se coupent et, par la suite ($t > T_f$), le courant d'excitation décroît plus rapidement si l'enroulement amortisseur est ouvert (car $T_f < T_1 = T_f + T_{kd}$). Ainsi, en fin de compte, la présence de l'enroulement amortisseur augmente la durée du régime transitoire. Il est aussi intéressant d'examiner comment l'enroulement amortisseur influe sur la décroissance de la tension aux bornes de l'enroulement statorique en cas de la désexcitation de la machine. La tension sur l'enroulement statorique est $U = \sqrt{u_d^2 + u_q^2}$, où u_d et u_q se calculent par (71-44). Lorsque l'enroulement statorique est ouvert, $i_d = i_q = i_{kq} = 0$, par conséquent $\Psi_q = i_q L_q + i_{kq} L_{aq} = 0$, de sorte que seul le flux embrassé longitudinal est différent de zéro

$$\Psi_d = L_{ad}(i_f + i_{kd}) = \Psi_{d1} e^{-t/T_1} + \Psi_{d2} e^{-t/T_2}, \qquad (72\text{-}19)$$

où

$$\Psi_{d1} = i_{f\,in} L_{ad} \frac{T_1 - \sigma_1 T_{kd}}{T_1 - T_2};$$

$$\Psi_{d2} = i_{f\,in} L_{ad} \frac{\sigma_1 T_{kd} - T_2}{T_1 - T_2}; \quad \sigma_1 = 1 - \frac{L_{ad}}{L_{kd}}.$$

Puisque

$$u_q = \omega \Psi_d = \omega \Psi_{d1} e^{-t/T_1} + \omega T_{d2} e^{-t/T_2};$$

$$u_d = \frac{d\Psi_d}{dt} = -\frac{\Psi_{d1}}{T_1} e^{-t/T_1} - \frac{\Psi_{d2}}{T_2} e^{-t/T_2},$$

on s'assure aisément qu'à la fréquence industrielle $f = 50$ Hz, quand $\omega = 2\pi f = 314$ rd/s, et pour des constantes de temps qui se rencontrent dans les machines synchrones $T_1 \approx 1$ à 12 s, $T_2 \approx (0{,}02$ à $0{,}06)\ T_1$, la tension u_q qui coïncide avec la f.é.m. dynamique est beaucoup plus grande que la tension u_d qui coïncide avec la f.é.m. de transformation: $u_q \gg u_d$. C'est pourquoi la tension agissant sur l'enroulement statorique $U = u_d = \omega \Psi_d$ est proportionnelle au flux embrassé longitudinal Ψ_d et varie en cas de la désexcitation de la machine de la même façon que ce flux.

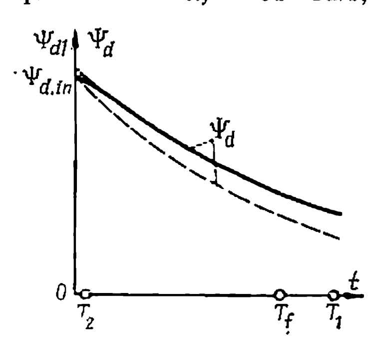


Fig. 72-6. Variation du flux couplé avec l'enroulement du stator Ψ_d au cours de la désexcitation:

———, pour l'enroulement amortisseur fermé; — — — —, pour l'enroulement amortisseur ouvert.

La courbe de variation du flux total embrassé Ψ_d construite d'après (72-19) pour les mêmes conditions que sur la figure 72-5, est représentée à la figure 72-6 (trait plein). Comme le montre cette figure, le flux Ψ_d comporte une très petite composante rapide $\Psi_{d2} e^{-t/T_2}$ et une forte composante lente $\Psi_d e^{-t/T_1}$. On y a fait figurer également, en traits interrompus, la courbe de variation du flux embrassé $\Psi_d = \Psi_{d\,in} e^{-t/T_f}$ dans le cas de l'enroulement amortisseur ouvert.

On voit que dans toutes les étapes du régime transitoire la décroissance de ce flux est plus rapide que lorsque l'enroulement amortisseur est en court-circuit. Ainsi, l'influence de l'enroulement amortisseur se manifeste par un ralentissement de la désexcitation. D'autres phénomènes transitoires liés à la variation de l'excitation se déroulent eux aussi plus lentement lorsque la machine est munie d'un enroulement amortisseur.

§ 72-4. Phénomènes transitoires dans une machine sans enroulement amortisseur et à enroulement statorique mis en court-circuit

Dans ce cas le courant induit dans l'enroulement statorique en court-circuit a une influence importante sur le champ magnétique et le flux couplé avec l'enroulement d'excitation. Aussi, en analysant les phénomènes transitoires, doit-on considérer conjointement l'équation pour l'enroulement d'excitation (71-26)

$$R_f i_f + p\Psi_f = u_f, \tag{72-20}$$

où $\Psi_f = L_f i_f + L_{ad} i_d$, et les équations pour les circuits en court-circuit du stator suivant les axes longitudinal et transversal (70-44) écrites pour $u_d = u_q = 0$:

$$Ri_d + p\Psi_d - \omega\Psi_q = 0; \tag{72-21}$$

$$Ri_q + p\Psi_q + \omega\Psi_d = 0. \tag{72-22}$$

Puisque $|Ri_d| \ll |\omega\Psi_q|$; $|p\Psi_d| \ll |\omega\Psi_q|$, on arrive, en utilisant (72-21), à la conclusion que $\Psi_q = L_q i_q = 0$ et donc que l'enroulement statorique n'est parcouru, de même qu'au régime de court-circuit permanent (v. chap. 61), que par le courant longitudinal i_d, alors que le courant transversal y est nul ($i_q = 0$). Dès lors, l'équation (72-22) donne $\Psi_d = L_d i_d + L_{ad} i_f = 0$, d'où $i_d = -L_{ad} i_f / L_d$. En introduisant le courant i_d dans l'expression pour le flux total embrassé Ψ_f, on peut mettre en évidence l'influence de l'enroulement statorique en court-circuit sur l'inductance de l'enroulement d'excitation

$$\Psi_f = L_f i_f + L_{ad} i_d = \left(L_f - \frac{L_{ad}^2}{L_d}\right) i_f = L_f' i_f,$$

où

$$L_f' = \frac{\Psi_f}{i_f} = L_f - \frac{L_{ad}^2}{L_d} = L_{f\sigma} + \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_\sigma}\right)^{-1}. \tag{72-23}$$

L'action démagnétisante du champ produit par le courant i_d a pour effet de réduire le flux couplé avec l'enroulement d'excitation. Dans ces conditions, ce flux s'exprime par l'inductance L_f' de l'enroulement d'excitation, l'enroulement statorique étant en court-circuit, et cette inductance est toujours inférieure à l'inductance

L_f que présente l'enroulement d'excitation lorsque les autres enroulements sont ouverts, c'est-à-dire que $L'_f \ll L_f$. L'aspect des lignes de force du champ d'excitation et le schéma électrique équivalent caractérisé par l'inductance L'_f et la constante de temps $T'_f = L'_f/R_f$ sont représentés à la figure 72-7. Il est aisé de s'assurer que le schéma de la figure 72-7 est un cas particulier du schéma équivalent général quand l'enroulement statorique est mis en court-circuit et l'enroulement amortisseur est ouvert. Le spectre magnétique représenté sur cette figure montre que le flux couplé avec l'enroulement d'excitation vaut la somme du flux de dispersion $\Psi_{f\sigma}$ proportionnel à $\Lambda_{f\sigma}$ et du flux Ψ'_{ad} proportionnel à la perméance Λ'_{ad}, cette dernière étant la perméance de deux intervalles non magnétiques connectés en série: de l'entrefer de perméance Λ_{ad} et des intervalles de perméance Λ_σ par lesquels se ferme le champ de dispersion de l'enroulement d'excitation.

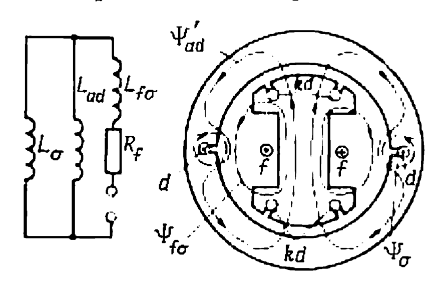


Fig. 72-7. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance L'_f de l'enroulement d'excitation pour l'enroulement statorique en court-circuit.

Par suite, l'inductance de l'enroulement d'excitation, lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit, est donnée par l'expression

$$L'_f = \frac{\Psi_f}{i_f} = w_1^2\Lambda'_f = w_f^2\left[\Lambda_{f\sigma} + \left(\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_\sigma}\right)^{-1}\right] = L_{f\sigma} + \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_\sigma}\right)^{-1}$$

qui est identique à l'expression (72-23) obtenue précédemment. En exprimant par l'inductance L'_f et le courant d'excitation i_f le flux total embrassé Ψ_f qui entre dans (72-20)

$$R_f i_f + pL'_f i_f = u_f, \tag{72-24}$$

on obtient une équation différentielle qui ne diffère de (72-1) que par l'inductance L'_f au lieu de l'inductance L_f. On peut donc ne pas procéder à la résolution de cette équation mais utiliser les résultats de l'analyse des phénomènes transitoires à la variation de la tension d'excitation dans le cas où les autres enroulements sont ouverts (v. § 72-2), en introduisant à cet effet, dans la solution obtenue l'inductance L'_f au lieu de L_f. L'équation pour le courant d'excitation se déduit de (72-2)

$$i_f = i_{f\,\mathrm{st}} + (i_{f\,\mathrm{in}} - i_{f\,\mathrm{st}})\, e^{-t/T'_f}, \tag{72-25}$$

où $T'_f = L'_f/R_f$ est la constante de temps de l'enroulement d'excitation quand l'enroulement statorique en court-circuit.

Comme $T'_f < T_f$, les phénomènes transitoires à la désexcitation et à la modification de l'excitation se déroulent plus rapidement lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit.

§ 72-5. Phénomènes transitoires dans une machine à enroulement amortisseur et à enroulement statorique mis en court-circuit

Dans ce cas il faut considérer conjointement l'équation pour l'enroulement d'excitation (71-26)

$$R_f i_f + p\Psi_f = u_f, \tag{72-26}$$

l'équation pour l'enroulement amortisseur

$$R_{\mathrm{k}d} i_{\mathrm{k}d} + p\Psi_{\mathrm{k}d} = 0 \tag{72-27}$$

et les équations de l'enroulement statorique en court-circuit (71-44) écrites pour $u_d = u_q = 0$

$$Ri_d + p\Psi_d - \omega\Psi_q = 0; \tag{72-28}$$

$$Ri_q + p\Psi_q + \omega\Psi_d = 0. \tag{72-29}$$

Puisque $|Ri_d| \ll |\omega\Psi_q|$, $|p\Psi_d| \ll |\omega\Psi_q|$, on peut conclure en utilisant (72-28), que $\Psi_q = L_q i_q + L_{ad} i_{\mathrm{k}q} = 0$ et donc $i_q = i_{\mathrm{k}q} = 0$. Alors on tire de (72-29)

$$\Psi_d = L_d i_d + L_{ad}(i_f + i_{\mathrm{k}d}) = 0,$$

d'où

$$i_d = -\frac{L_{ad}(i_f + i_{\mathrm{k}d})}{L_d}.$$

En exprimant par les courants i_f et $i_{\mathrm{k}d}$ le courant i_d qui détermine Ψ_f figurant dans l'expression (72-26), on trouve

$$\Psi_f = L_f i_f + L_{ad} i_d + L_{ad} i_{\mathrm{k}d} = L'_f i_f + L'_{ad} i_{\mathrm{k}d}, \tag{72-30}$$

où L'_f est l'inductance de l'enroulement d'excitation, lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit suivant (72-23);

$L'_{ad} = \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_\sigma}\right)^{-1}$, l'inductance mutuelle entre l'enroulement d'excitation et l'enroulement amortisseur lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit.

On voit sur la figure 72-7 que cette inductance mutuelle se détermine par le flux couplé avec l'enroulement amortisseur Ψ'_{ad}, l'enroulement statorique étant mis en court-circuit, ce qui permet d'écrire

$$L'_{ad} = \frac{\Psi'_{ad}}{i_f} = w_1^2 \Lambda'_{ad} = w_1^2\left(\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_\sigma}\right)^{-1} = \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_\sigma}\right)^{-1}. \tag{72-31}$$

D'une manière analogue, en exprimant par les courants i_f et $i_{\mathrm{k}d}$ le courant i_d qui entre dans l'expression de $\Psi_{\mathrm{k}d}$ (72-27), on trouve

$$\Psi_{\mathrm{k}d} = L_{\mathrm{k}d} i_{\mathrm{k}d} + L_{ad} i_d + L_{ad} i_f = L'_{\mathrm{k}d} i_{\mathrm{k}d} + L'_{ad} i_f, \tag{72-32}$$

où

$$L'_{\mathrm{k}d} = L_{\mathrm{k}d\sigma} + \left(\frac{1}{L_{ad}} + \frac{1}{L_\sigma}\right)^{-1} \tag{72-33}$$

est l'inductance de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit et l'enroulement d'excitation est ouvert (fig. 72-8).

En introduisant les flux totaux embrassés Ψ_f et Ψ_{kd} exprimés par les courants i_f et i_{kd} dans (72-26), (72-27), (72-4), on obtient un système d'équations différentielles qui ne diffère du système (72-4) établi pour le cas de l'enroulement statorique ouvert que par l'emploi des inductances L'_f, L'_{kd} et L'_{ad} au lieu des inductances L_f, L_{kd}, L_{ad} respectivement. Comme les inductances sont du même ordre de grandeur que l'enroulement statorique soit mis en court circuit ou ouvert, on peut étendre au système d'équations (72-26), (72-27) toutes les hypothèses simplificatrices introduites précédemment pour la résolution du système (72-4). Dans ces conditions, au lieu de procéder à la résolution du système (72-26), (72-27) on peut user des résultats obtenus par la résolution du système (72-4) à condition d'introduire dans toutes les formules les valeurs modifiées des inductances. Alors les formules feront intervenir les nouveaux paramètres suivants:

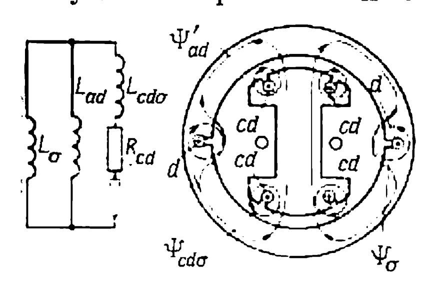


Fig. 72-8. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance L'_{kd} de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal pour l'enroulement statorique en court-circuit.

la constante de temps de l'enroulement d'excitation pour l'enroulement statorique mis en court-circuit

$$T'_f = L'_f/R_f; \tag{72-34}$$

la constante de temps de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal pour l'enroulement statorique mis en court-circuit

$$T'_{kd} = L'_{kd}/R_{kd}; \tag{72-35}$$

le coefficient de dispersion de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur pour l'enroulement statorique mis en court-circuit

$$\sigma' = 1 - \frac{(L'_{ad})^2}{L'_f L'_{kd}}; \tag{72-36}$$

les constantes de temps des phénomènes lent et rapide par analogie avec (72-10)

$$T'_1 = T'_f + T'_{kd}; \quad T'_2 = \sigma' T'_{kd}; \tag{72-37}$$

les valeurs maximales des composantes lente et rapide du courant d'excitation

$$i'_{f1} = (i_{f\,in} - i_{f\,st}) \frac{T'_1 - T'_{kd}}{T'_1 - T'_2}; \quad i'_{f2} = (i_{f\,in} - i_{f\,st}) \frac{T'_{kd} - T'_2}{T'_1 - T'_2}; \tag{72-38}$$

les valeurs maximales des composantes lente et rapide du courant dans l'enroulement amortisseur

$$i'_{kd1} = -i'_{kd2} = (i_{f\,in} - i_{f\,st}) \frac{L'_{ad} T'_{kd}}{L'_{kd}(T'_1 - T'_2)}\ ; \qquad (72\text{-}39)$$

les équations des courants dans l'enroulement d'excitation et l'enroulement amortisseur pour l'enroulement statorique mis en court-circuit [par analogie avec (72-6)]

$$i_f = i_{f\,st} + i_{f1} e^{-t/T'_1} + i'_{f2} e^{-t/T'_2}, \quad i_{kd} = i'_{kd1} e^{-t/T'_1} + i_{kd2} e^{-t/T'_2}. \qquad (72\text{-}40)$$

Puisque $T'_1 < T_1$ et $T'_2 < T_2$, les phénomènes transitoires qui se produisent à la modification de l'excitation se déroulent plus rapidement lorsque l'enroulement statorique est mis en court-circuit que lorsqu'il est ouvert.

CHAPITRE 73

PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES AU COURT-CIRCUIT ÉQUILIBRÉ SUR L'ENROULEMENT STATORIQUE DE LA MACHINE SYNCHRONE

§ 73-1. Caractéristique générale du phénomène transitoire. Conditions initiales et finales

Le phénomène transitoire qui se produit au court-circuit équilibré sur l'enroulement statorique peut être considéré comme un cas particulier du régime transitoire provoqué par une diminution ou une augmentation brusque de la tension U_s du réseau sur lequel est branchée la machine synchrone.

Supposons qu'à $t < 0$ (avant le phénomène transitoire) la machine fonctionnait au régime établi en parallèle avec le réseau. Le régime initial (v. § 71-8) se caractérise par le courant d'excitation $i_{f\,\mathrm{in}}$ et les composantes des flux couplés avec le stator

$$\Psi_{d\,\mathrm{in}} = i_{d\,\mathrm{in}} L_d + i_{f\,\mathrm{in}} L_{ad} \text{ et } \Psi_{q\,\mathrm{in}} = i_{q\,\mathrm{in}} L_q$$

auxquelles correspondent les courants

$$i_{q\,\mathrm{in}} = \frac{\Psi_{q\,\mathrm{in}}}{L_q} \quad \text{et} \quad i_{d\,\mathrm{in}} = \frac{\Psi_{d\,\mathrm{in}} - E_{f\,\mathrm{in}}/\omega}{L_d}, \tag{73-1}$$

où $E_{f\,\mathrm{in}} = \omega L_{ad} i_{f\,\mathrm{in}}$ est la f.é.m. d'excitation initiale.

De (71-44) on tire

$$\left.\begin{aligned} Ri_{d\,\mathrm{in}} + p\Psi_{d\,\mathrm{in}} - e_{d\,\mathrm{in}} = u_{d\,\mathrm{in}}; \\ Ri_{q\,\mathrm{in}} + p\Psi_{q\,\mathrm{in}} - e_{q\,\mathrm{in}} = u_{q\,\mathrm{in}}, \end{aligned}\right\} \tag{73-2}$$

où $e_{d\,\mathrm{in}} = \omega\Psi_{q\,\mathrm{in}}$; $e_{q\,\mathrm{in}} = -\,\omega\Psi_{d\,\mathrm{in}}$ sont les composantes de la f.é.m. propre E_{in} de la machine au régime initial.

En négligeant les petits termes $Ri_{d\,\mathrm{in}}$ et $Ri_{q\,\mathrm{in}}$ et en tenant compte que $p\Psi_{d\,\mathrm{in}} = p\Psi_{q\,\mathrm{in}} = 0$, on trouve la f. é.m. résultante dans les circuits longitudinal et transversal:

$$u_{d\,\mathrm{in}} + e_{d\,\mathrm{in}} = 0, \quad u_{q\,\mathrm{in}} + e_{q\,\mathrm{in}} = 0. \tag{73-3}$$

Ainsi, au régime établi initial, la tension $U_{s\,\mathrm{in}}$ du réseau ayant pour composantes $u_{d\,\mathrm{in}}$ et $u_{q\,\mathrm{in}}$ est compensée par la f.é.m. propre E_{in} de composantes $e_{d\,\mathrm{in}}$ et $e_{q\,\mathrm{in}}$, alors que la f.é.m. résultante dans les circuits longitudinal et transversal est nulle. A l'instant $t = 0$, la tension du réseau subit une brusque variation et devient égale à U_s de composantes u_d et u_q. La tension U_s n'est plus équilibrée par la f.é.m. E_{in}, de sorte que sous l'action des f.é.m. résultantes qui

prennent naissance dans les circuits longitudinal et transversal du stator

$$u_d + e_{d\,\text{in}} = u_d - u_{d\,\text{in}}; \quad u_q + e_{q\,\text{in}} = u_q - u_{q\,\text{in}} \quad (73\text{-}4)$$

il se produit un phénomène transitoire à la fin duquel les f.é.m. sont de nouveau en équilibre entre elles. Les courants $i_{d\,\text{st}}$ et $i_{q\,\text{st}}$ qui s'établissent dans l'enroulement statorique et les flux couplés avec cet enroulement $\Psi_{d\,\text{st}} = L_d i_{d\,\text{st}} + L_{ad} i_{f\,\text{in}}$, $\Psi_{q\,\text{st}} = i_{q\,\text{st}} L_q$ assurent l'équilibre des f.é.m.

$$u_q + e_{q\,\text{st}} = 0; \quad u_d + e_{d\,\text{st}} = 0, \quad (73\text{-}5)$$

où $e_{d\,\text{st}} = \omega\Psi_{q\,\text{st}}$; $e_{q\,\text{st}} = -\omega\Psi_{d\,\text{st}}$.

Dans le cas où un court-circuit équilibré apparaît à l'instant $t = 0$, la tension du réseau disparaît complètement ($U_s = u_d = u_q = 0$) et le phénomène transitoire se déroule dans les circuits court-circuités du stator sous l'action des f.é.m. non équilibrées (73-4):

$$e_{d\,\text{in}} = -u_{d\,\text{in}} \quad \text{et} \quad e_{q\,\text{in}} = -u_{q\,\text{in}}. \quad (73\text{-}6)$$

Par suite de ce phénomène transitoire il s'établit de nouveau l'équilibre des f.é.m. dans les circuits court-circuités du stator (73-5) et des f.é.m. propres $e_{q\,\text{st}} = -u_q = 0$ et $e_{d\,\text{st}} = -u_d = 0$ auxquelles correspondent les flux embrassés stationnaires

$$\Psi_{q\,\text{st}} = L_q i_{q\,\text{st}} = 0 \quad \text{et} \quad \Psi_{d\,\text{st}} = L_d i_{d\,\text{st}} + L_{ad} i_{f\,\text{in}} = 0$$

et un courant de court-circuit permanent qui ne comporte que la composante longitudinale

$$i_{d\,\text{st}} = -\frac{L_{ad} i_{f\,\text{in}}}{L_d} = -\frac{E_{f\,\text{st}}}{\omega L_d} = -\frac{E_{f\,\text{in}}}{X_d}. \quad (73\text{-}7)$$

Remarquons qu'ici et dans ce qui suit toutes les formules ne font intervenir que des grandeurs ramenées et que les lettres majuscules (par exemple E, U, I) désignent les valeurs maximales des grandeurs. En cas de court-circuit équilibré les courants transitoires peuvent se calculer par la résolution mathématique formelle du système complet d'équations différentielles de la machine synchrone (71-26), (71-44), qui comprend deux équations pour l'enroulement d'induit, deux équations pour l'enroulement amortisseur et une équation pour l'enroulement d'excitation. Pourtant pour déterminer les constantes de temps du phénomène il faudrait résoudre une équation caractéristique de cinquième degré, ce qui est impossible sous forme générale et ne peut se faire que sous forme numérique. On cherche donc une solution analytique approchée (mais suffisamment précise!) à ce système d'équations en partant de la physique des phénomènes et en introduisant certaines hypothèses simplificatrices supplémentaires.

A la différence des phénomènes transitoires aux variations intervenues dans le circuit d'excitation, au cours du régime transitoire

qui apparaît au court-circuit sur l'enroulement statorique, les courants transitoires libres à décroissance apériodique prennent naissance non seulement dans les circuits rotoriques mais également dans les circuits statoriques. Les courants transitoires apériodiques traversant les circuits du rotor engendrent des champs magnétiques, immobiles par rapport au rotor, qui induisent dans les phases du stator des courants à variations périodiques. Les pertes que ces courants produisent dans les résistances du stator sont compensées par la puissance mécanique, ce qui signifie que les constantes de temps des courants libres dans le rotor ne dépendent pas des résistances effectives du stator si bien qu'on ne commet pas d'erreur sensible en considérant que ces dernières sont nulles.

Les courants libres *à décroissance apériodique* traversant les phases du stator créent des champs magnétiques, immobiles par rapport au stator, qui induisent dans les circuits du rotor des courants variables. Les pertes que ces courants occasionnent dans les résistances du rotor sont couvertes par la puissance mécanique, ce qui signifie que la constante de temps de décroissance des courants libres dans les circuits du stator ne dépend pas des résistances effectives des circuits court-circuités du rotor si bien qu'on ne commet pas d'erreur sensible en considérant que ces résistances sont nulles. Ainsi, il se forme dans les circuits de la machine deux systèmes de composantes transitoires des courants dont les appellations sont liées au caractère de la variation des composantes de chaque système dans les phases du stator.

On appelle composantes périodiques des courants les courants transitoires libres dans les circuits du rotor et les courants transitoires périodiques (variables) qui leur correspondent dans les phases du stator. On appelle composantes apériodiques des courants les courants transitoires apériodiques libres dans les phases du stator et les courants transitoires variables qui leur correspondent dans les circuits du rotor.

Le courant transitoire de chacun des circuits est représenté par la somme des composantes périodique et apériodique. Par souci de simplification, la détermination des courants de court-circuit transitoires se fait en deux étapes. Dans la première étape, on détermine les composantes périodiques des courants dans l'hypothèse justifiée plus haut où l'enroulement statorique est considéré comme supraconducteur; dans la seconde étape, on détermine les composantes apériodiques des courants qui satisfont aux conditions initiales données en supposant supraconducteurs les circuits du rotor.

§ 73-2. Justification des équations pour la détermination des composantes transitoires des courants

Ainsi qu'il ressort de (73-6), le phénomène transitoire au court-circuit équilibré, qui se produit à $t = 0$ après l'annulation des tensions $u_{d\ \mathrm{in}}$ et $u_{q\ \mathrm{in}}$ aux bornes de la machine, peut se concevoir comme un phénomène qui accompagne l'apparition des f.é.m. non équili-

brées dans les circuits de l'enroulement statorique

$$-u_{d\,\mathrm{in}} = e_{d\,\mathrm{in}} = \omega\psi_{q\,\mathrm{in}}; \quad -u_{q\,\mathrm{in}} = e_{q\,\mathrm{in}} = -\omega\Psi_{d\,\mathrm{in}}.$$

Sous l'action de ces f.é.m. les circuits du rotor et du stator sont parcourus par les composantes périodiques des courants, $i_{d\mathrm{p}}$, $i_{q\mathrm{p}}$, $i_{f\mathrm{p}}$, $i_{\mathrm{k}d\mathrm{p}}$, $i_{\mathrm{k}q\mathrm{p}}$ et les composantes apériodiques des courants $i_{d\mathrm{a}}$, $i_{q\mathrm{a}}$, $i_{f\mathrm{a}}$, $i_{\mathrm{k}d\mathrm{a}}$, $i_{\mathrm{k}q\mathrm{a}}$, les courants dans les circuits étant la somme des courants transitoires et des courants stationnaires

$$\left.\begin{aligned} &i_d = i_{d\mathrm{p}} + i_{d\mathrm{a}} + t_{d\,\mathrm{st}}; \quad i_q = i_{q\mathrm{p}} + i_{q\mathrm{a}} + i_{q\,\mathrm{st}};\\ &i_f = i_{f\mathrm{p}} + i_{f\mathrm{a}} + i_{f\,\mathrm{st}}; \quad i_{\mathrm{k}d} = i_{\mathrm{k}d\mathrm{p}} + i_{\mathrm{k}d\mathrm{a}} + i_{\mathrm{k}d\,\mathrm{st}};\\ &i_{\mathrm{k}q} = i_{\mathrm{k}q\mathrm{p}} + i_{\mathrm{k}q\mathrm{a}} + i_{\mathrm{k}q\,\mathrm{st}}, \end{aligned}\right\} \tag{73-8}$$

où les courants stationnaires correspondent à $t = \infty$ et ont pour valeurs

$$i_{d\,\mathrm{st}} = -\frac{E_{f\,\mathrm{in}}}{X_d} \text{ d'après (73-7)}; \quad i_{q\,\mathrm{st}} = 0; \quad i_{f\,\mathrm{st}} = i_{f\,\mathrm{in}};$$

$$i_{\mathrm{k}d\,\mathrm{st}} = i_{\mathrm{k}q\,\mathrm{st}} = i_{\mathrm{k}d\,\mathrm{in}} = i_{\mathrm{k}q\,\mathrm{in}} = 0.$$

Les composantes transitoires des courants de court-circuit peuvent être déterminées à partir du système d'équations différentielles pour les circuits court-circuités du stator dans lesquelles sont introduites les f.é.m. $e_{d\,\mathrm{in}}$ et $e_{q\,\mathrm{in}}$ [v. (71-26), (71-44)]

$$\left.\begin{aligned} &R(i_{d\mathrm{p}} + i_{d\mathrm{a}}) + p(\Psi_{d\mathrm{p}} + \Psi_{d\mathrm{a}}) - \omega(\Psi_{q\mathrm{p}} + \Psi_{q\mathrm{a}}) = e_{d\,\mathrm{in}};\\ &R(i_{q\mathrm{p}} + i_{q\mathrm{a}}) + p(\Psi_{q\mathrm{p}} + \Psi_{q\mathrm{a}}) + \omega(\Psi_{d\mathrm{p}} + \Psi_{d\mathrm{a}}) = e_{q\,\mathrm{in}}, \end{aligned}\right\} \tag{73-9}$$

et des équations pour les circuits court-circuités du rotor

$$R_f(i_{f\mathrm{p}} + i_{f\mathrm{a}}) + p(\Psi_{f\mathrm{p}} + \Psi_{f\mathrm{a}}) = 0; \tag{73-10}$$

$$\left.\begin{aligned} &R_{\mathrm{k}d}(i_{\mathrm{k}d\mathrm{p}} + i_{\mathrm{k}d\mathrm{a}}) + p(\Psi_{\mathrm{k}d\mathrm{p}} + \Psi_{\mathrm{k}d\mathrm{a}}) = 0;\\ &R_{\mathrm{k}q}(i_{\mathrm{k}q\mathrm{p}} + i_{\mathrm{k}q\mathrm{a}}) + p(\Psi_{\mathrm{k}q\mathrm{p}} + \Psi_{\mathrm{k}q\mathrm{a}}) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{73-11}$$

Avec les hypothèses introduites plus haut sur les résistances effectives des circuits, ce système se sépare en deux systèmes d'équations indépendants: un système d'équations pour la détermination des composantes périodiques et celui pour la détermination des composantes apériodiques. Les composantes périodiques des courants prennent naissance sous l'action des f.é.m. $e_{d\,\mathrm{in}}$ et $e_{q\,\mathrm{in}}$ insérées dans les circuits du stator. Ces composantes doivent être considérées comme forcées (imposées) dans les circuits du stator et comme libres dans les circuits du rotor. De ce fait, les composantes périodiques peuvent se déterminer à partir du système d'équations suivant:

$$\left.\begin{aligned} &Ri_{d\mathrm{p}} + p\Psi_{d\mathrm{p}} - \omega\Psi_{q\mathrm{p}} = e_{d\,\mathrm{in}} = \omega\Psi_{q\,\mathrm{in}};\\ &Ri_{q\mathrm{p}} + p\Psi_{q\mathrm{p}} + \omega\Psi_{d\mathrm{p}} = e_{q\,\mathrm{in}} = -\omega\Psi_{d\,\mathrm{in}} \end{aligned}\right\} \tag{73-12}$$

$$R_f i_{f\mathrm{p}} + p\Psi_{f\mathrm{p}} = 0; \tag{73-13}$$

$$R_{\mathrm{k}d} i_{\mathrm{k}d\mathrm{p}} + p\Psi_{\mathrm{k}d\mathrm{p}} = 0; \quad R_{\mathrm{k}q} i_{\mathrm{k}q\mathrm{p}} + p\Psi_{\mathrm{k}q\mathrm{p}} = 0, \tag{73-14}$$

qui est à résoudre dans l'hypothèse $R = 0$ et en l'absence de composantes libres dans les flux embrassés Ψ_{dp} et Ψ_{qp}.

Les composantes apériodiques des courants dans les phases du stator représentent des courants libres décroissants ; les composantes apériodiques des courants dans les circutis du rotor peuvent être considérées comme des courants forcés. C'est pourquoi les composantes apériodiques des courants doivent être calculées à l'aide d'un système d'équations différentielles homogènes dont les seconds membres sont nuls. Ce système peut être obtenu de façon formelle en soustrayant, membre à membre, des équations pour les composantes transitoires (73-9) à (73-11) les équations pour les composantes périodiques des circuits correspondants (73-12) à (73-14) ;

$$Ri_{da} + p\Psi_{da} - \omega\Psi_{qa} = 0; \quad Ri_{qa} + p\Psi_{qa} + \omega\Psi_{da} = 0; \quad (73\text{-}15)$$

$$R_f i_{fa} + p\Psi_{fa} = 0; \quad (73\text{-}16)$$

$$R_{kd} i_{kda} + p\Psi_{kda} = 0, \quad R_{kq} i_{kqa} + p\Psi_{kqa} = 0. \quad (73\text{-}17)$$

§ 73-3. Composantes périodiques des courants

Les composantes périodiques des courants se déterminent à partir du système (73-12) à (73-14) dans le cas de l'insertion brusque, dans les circuits court-circuités du stator, des f.é.m. constantes $e_{d\,\mathrm{in}}$ et $e_{q\,\mathrm{in}}$ qui se calculent en partant du régime initial (73-1), (73-2) pour $t \geqslant 0$ et sont nulles à $t < 0$.

Comme les flux couplés avec les circuits du stator Ψ_{dp} et Ψ_{qp} ne comportent pas de composantes libres (comprises dans Ψ_{da} et Ψ_{qa}), alors que la résistance effective de l'induit qui est sans effet sur les composantes périodiques peut être considérée comme nulle ($R = 0$), les équations (73-12) ne sont vérifiées que pour $p\Psi_{dp} = p\Psi_{qp} = 0$ et prennent la forme:

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{dp} &= (i_{d\infty} + i_{dp}) L_d + (i_{fp} + i_{kd}) L_{ad} = -\Psi_{d\,\mathrm{in}}; \\ \Psi_{qp} &= (i_{q\infty} + i_{qp}) L_q + i_{kq} L_{aq} = -\Psi_{q\,\mathrm{in}}. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}18)$$

Dans ces équations, les courants i_{dp} et i_{qp} sont des composantes transitoires périodiques des courants traversant les circuits du stator sous l'effet des composantes libres des courants rotoriques (i_{fp}, i_{kd}, i_{kq}) et décroissent avec ces derniers. Les courants $i_{d\infty}$ et $i_{q\infty}$ prennent naissance dans les circuits du stator après la disparition (à $t = \infty$) des courants libres dans les circuits du rotor et des courants transitoires dans les circuits du stator. En posant $i_{dp} = i_{qp} = i_{fp} = i_{kdp} = i_{kqp} = 0$, on déduit de (73-18):

$$i_{d\infty} = -\Psi_{d\,\mathrm{in}}/L_d, \quad i_{q\infty} = -\Psi_{q\,\mathrm{in}}/L_q. \quad (73\text{-}19)$$

Les composantes transitoires périodiques des courants se déterminent en résolvant le système d'équations différentielles homogènes comprenant les équations (73-13), (73-14) et les équations obtenues à partir de (73-18) après l'élimination, à l'aide de (73-19), des courants

$i_{d\infty}$ et $i_{q\infty}$:

$$i_{dp}L_d + (i_{fp} + i_{kd})L_{ad} = 0; \quad i_{qp}L_q + i_{kq}L_{aq} = 0. \tag{73-20}$$

1. Machine sans enroulement amortisseur. — Proposons-nous de déterminer tout d'abord les composantes périodiques des courants pour une machine qui ne comporte pas d'enroulement amortisseur. Dans ce cas, $i_{kdp} = i_{kqp} = 0$ et comme il résulte de (73-20), $i_{qp} = 0$. Aussi, suffit-il de considérer (73-20) seulement pour l'axe longitudinal et l'équation (73-13)

$$i_{dp}L_d + i_{fp}L_{ad} = 0; \quad R_f i_{fp} + p\,(i_{fp}L_f + i_{dp}L_{ad}) = 0. \tag{73-21}$$

La solution d'un tel système d'equations homogènes a été déjà obtenue au § 72-2 à l'occasion de l'analyse des phénomènes transitoires liés à la modification de l'excitation d'une machine sans enroulement amortisseur dont l'enroulement statorique est mis en court-circuit:

$$i_{fp} = i_{f1}e^{-t/T'_f}, \tag{73-22}$$

où $T'_f = L'_f/R_f$ est la constante de temps de l'enroulement d'excitation pour l'enroulement statorique en court-circuit.

De plus, il résulte de (73-21) que

$$i_{dp} = -\frac{L_{ad}}{L_d}i_{fp} = i_{d1}e^{-t/T'_f}. \tag{73-23}$$

Les valeurs initiales inconnues des composantes périodiques du courant d'excitation et du courant statorique se déterminent en utilisant (73-13) à $t = 0$, quand le champ magnétique créé par le courant traversant le stator n'a pas encore pénétré dans le circuit d'excitation et son flux embrassé est nul:

$$\Psi_{fp\,(t=0)} = L_f i_{f1} + L_{ad}(i_{d\infty} + i_{d1}) = 0.$$

Partant de cette condition, exprimons le courant initial d'excitation par l'intermédiaire du courant initial du stator

$$i_{f1} = -\frac{L_{ad}}{L_f}(i_{d\infty} + i_{d1})$$

et introduisons ce courant dans (73-18) pour l'axe longitudinal à $t = 0$

$$(i_{d\infty} + i_{d1})L_d - \frac{L_{ad}^2}{L_f}(i_{d\infty} + i_{d1}) = -\Psi_{d\,\mathrm{in}},$$

d'où

$$i_{d\infty} + i_{d1} = -\frac{\Psi_{d\,\mathrm{in}}}{L'_d}, \tag{73-24}$$

où

$$L'_d = L_\sigma + L'_{adf}; \quad L'_{adf} = \left(\frac{1}{L_{f\sigma}} + \frac{1}{L_{ad}}\right)^{-1}$$

est l'inductance transitoire longitudinale de l'enroulement statorique.

L'enroulement du stator présente une telle inductance lorsque le champ magnétique développé par le courant ($i_{d\infty} + i_{d1}$), qui y apparaît subitement, n'est pas couplé avec l'enroulement d'excitation supraconducteur et se ferme à travers les perméances que cet enroulement offre à ses champs de dispersion magnétiques. L'aspect des lignes de force d'un tel champ et le schéma électrique équivalent présentant l'inductance L'_d sont montrés à la figure 73-1. Comme

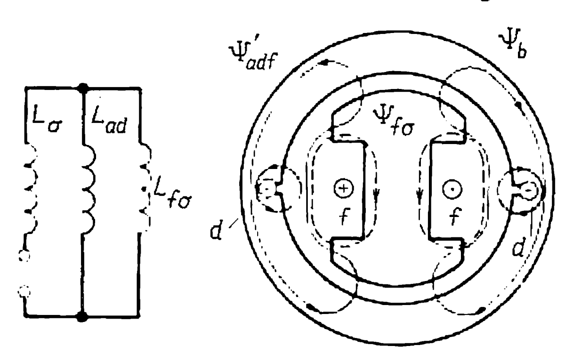


Fig. 73-1. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance transitoire de l'enroulement du stator (dans une machine sans enroulement amortisseur).

$L'_{adf} < L_{ad}$, l'inductance transitoire de l'enroulement statorique suivant l'axe longitudinal L'_d est toujours plus petite que l'inductance L_d.

En se servant de (73-19) et (73-24), on peut conclure que

$$i_{d1} = -\frac{\Psi_{d\,\text{in}}}{L'_d} + i_{d\infty} = -\Psi_{d\,\text{in}}\left(\frac{1}{L'_d} - \frac{1}{L_d}\right)$$

et écrire l'expression donnant la composante périodique du courant dans le stator de la machine sans enroulement amortisseur sous la forme suivante:

$$i_{dp} = -\Psi_{d\,\text{in}}\left(\frac{1}{L'_d} - \frac{1}{L_d}\right) e^{-t/T'_f}. \tag{73-25}$$

Cette composante vaut la différence entre les valeurs initiale et finale du courant longitudinal qui décroît avec la constante de temps T'_f.

2. Machine munie d'un enroulement amortisseur. Axe longitudinal. — Dans ce cas, pour déterminer les composantes transitoires périodiques des courants, on doit considérer le système complet d'équations différentielles homogènes comprenant les deux équations (73-20) et les équations pour les circuits court-circuités du rotor (73-13), (73-14). Ce système se sépare en deux systèmes d'équations indépendants: un pour les composantes longitudinales et l'autre pour les composantes transversales des courants.

Les composantes transitoires périodiques longitudinales des courants doivent satisfaire au système d'équations:

$$\left.\begin{aligned} &i_{dp}L_d+(i_{fp}+i_{kdp})\,L_{ad}=0;\\ &R_fi_{fp}+p\,[i_{fp}L_f+(i_{dp}+i_{kdp})\,L_{ad}]=0;\\ &R_{kd}i_{kdp}+p\,[i_{kdp}L_{kd}+(i_{dp}+i_{fp})\,L_{ad}]=0. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}26)$$

En exprimant le courant statorique à partir de la première équation

$$i_{dp}=-(i_{fp}+i_{kdp})\frac{L_{ad}}{L_1} \quad (73\text{-}27)$$

et en l'introduisant dans les deuxième et troisième équations, on obtient un système d'équations

$$\left.\begin{aligned} R_fi_{fp}+p\,(L'_fi_{fp}+L'_{ad}i_{kdp})=0;\\ R_{kd}i_{kdp}+p\,(L'_{kd}i_{kdp}+L'_{ad}i_{fp})=0, \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}28)$$

qui a été déjà résolu au § 72-2 à l'occasion de l'analyse des phénomènes transitoires liés à la modification de l'excitation de la machine à enroulement amortisseur dont l'enroulement statorique est mis en court-circuit [v. (72-37), (72-40)].

Les courants libres dans les circuits du rotor comportent des composantes « lente » et « rapide »

$$\left.\begin{aligned} i_{fp}=i_{f1}e^{-t/T'_1}+i_{f2}e^{-t/T'_2};\\ i_{kdp}=i_{kd1}e^{-t/T'_1}+i_{kd2}e^{-t/T'_2}, \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}29)$$

dont la décroissance est caractérisée par les constantes de temps T'_1 et T'_2 qu'on calcule par (72-37).

Dans la théorie des machines synchrones on convient de qualifier de *transitoires* les composantes « lentes » des courants qui décroissent avec la constante de temps T'_1 et de *subtransitoires* les composantes « rapides » des courants qui décroissent avec la constante de temps T'_2. Respectivement, la plus grande constante de temps T'_1 s'appelle *constante de temps d'affaiblissement des courants transitoires suivant l'axe longitudinal* et se désigne par T'_d; la plus petite constante de temps s'appelle *constante de temps d'affaiblissement des courants subtransitoires suivant l'axe longitudinal* et se désigne par T''_d

$$T'_1=T'_d=T'_f+T'_{kd};\quad T'_2=T''_d=\sigma' T'_{kd}, \quad (73\text{-}30)$$

où σ', T'_{kd}, T'_f sont donnés par (72-34) à (72-36).

En examinant (73-27) conjointement avec (73-29), on constate que le courant longitudinal du stator comporte lui aussi des composantes « lente » et « rapide» qui décroissent avec les mêmes constantes de temps

$$i_{dp}=i_{d1}e^{-t/T'_1}+i_{d2}e^{-t/T'_2}, \quad (73\text{-}31)$$

où

$$i_{d1} = -(i_{f1}+i_{kd1})\frac{L_{ad}}{L_d}; \quad i_{d2} = -(i_{f2}+i_{kd2})\frac{L_{ad}}{L_d}.$$

Les valeurs initiales inconnues des courants dans les circuits longitudinaux du stator et du rotor à $t = 0$

$$\left.\begin{aligned} i_{d0} &= i_{d\infty}+i_{dp(t=0)} = i_{d\infty}+i_{d1}+i_{d2};\\ i_{f0} &= i_{fp(t=0)} = i_{f1}+i_{f2},\quad i_{kd0} = i_{kd(t=0)} = i_{kd1}+i_{kd2} \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}32)$$

se déterminent si l'on utilise les équations (73-18) à $t=0$, lorsque le champ magnétique engendré par le courant statorique n'a pas encore traversé les circuits rotoriques et donc son flux couplé avec ces circuits est nul :

$$\Psi_{fp(t=0)} = L_f i_{f0} + L_{ad}(i_{d0}+i_{kd0}) = 0;$$

$$\Psi_{kd(t=0)} = L_{kd} i_{kd0} + L_{ad}(i_{d0}+i_{f0}) = 0.$$

Exprimons à partir de ces équations les courants i_{f0} et i_{kd0}

$$i_{f0} = -\frac{L_{ad}^2 - L_{ad}L_{kd}}{L_{ad}^2 - L_f L_{kd}}\, i_{d0}; \quad i_{kd0} = -\frac{L_{ad}^2 - L_{ad}L_f}{L_{ad}^2 - L_f L_{kd}}\, i_{d0} \quad (73\text{-}33)$$

et, en introduisant ces courants dans (73-18) pour $t = 0$,

$$i_{d0}L_d + (i_{f0}+i_{kd0})\,L_{ad} = -\Psi_{d\,\text{in}},$$

trouvons le courant initial dans le circuit longitudinal du stator

$$i_{d0} = -\frac{\Psi_{d\,\text{in}}}{L_d''},$$

où

$$L_d'' = L_\sigma + \left(\frac{1}{L_{f\sigma}} + \frac{1}{L_{kd\sigma}} + \frac{1}{L_{ad}}\right)^{-1} = L_\sigma + L_{ad}'' \quad (73\text{-}34)$$

est l'inductance subtransitoire longitudinale de l'enroulement statorique.

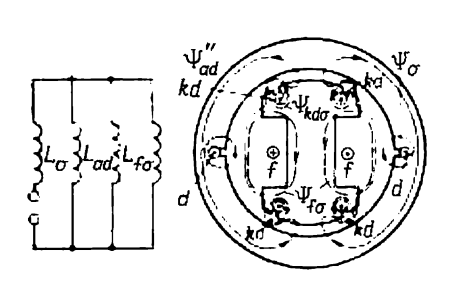


Fig. 73-2. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance subtransitoire longitudinale de l'enroulement du stator.

L'enroulement d'induit possède une telle inductance lorsque le champ magnétique produit par le courant i_{d0} qui y apparaît subitement n'est pas couplé avec les circuits rotoriques supraconducteurs et se ferme par les perméances offertes aux champs de dispersion de ces circuits. L'aspect des lignes de force d'un tel champ et le schéma électrique équivalent présentant l'inductance L_d'' sont montrés sur la figure 73-2. Il résulte de (73-32), (73-34) qu'on peut exprimer le courant longitudinal initial par

l'inductance subtransitoire L''_d:

$$i_{d0} = i_{d\infty} + i_{d1} + i_{d2} = -\frac{\Psi_{d\,\text{in}}}{L''_d}. \qquad (73\text{-}35)$$

D'une manière analogue, le courant longitudinal initial qui est la somme du courant stationnaire $i_{d\infty}$ et de la valeur initiale de la composante « lente » (transitoire) s'exprime par l'inductance transitoire $L'_{d(\text{k})}$

$$i_{d\infty} + i_{d1} = -\frac{\Psi_{d\,\text{in}}}{L'_{d(\text{k})}}. \qquad (73\text{-}36)$$

L'inductance transitoire $L'_{d(\text{k})}$ de l'enroulement statorique se détermine par le flux couplé avec le stator et engendré par les valeurs initiales des courants lentement décroissants dans les circuits longitudinaux de l'enroulement statorique $(i_{d\infty} + i_{d1})$, dans l'enroulement d'excitation (i_{f1}) et dans l'enroulement amortisseur $(i'_{\text{k}d1})$. Dans la machine sans enroulement amortisseur, l'inductance $L'_{d(\text{k})} = L'_d$ d'après (73-24).

En confrontant les équations (73-35), (73-36) et (73-19), on trouve

$$i_{d1} = -\Psi_{d\,\text{in}}\left(\frac{1}{L'_{d(\text{k})}} - \frac{1}{L_d}\right); \quad i_{d2} = -\Psi_{d\,\text{in}}\left(\frac{1}{L''_d} - \frac{1}{L'_{d(\text{k})}}\right). \quad (73\text{-}37)$$

Pour déterminer l'inductance transitoire, il faut trouver les valeurs initiales des composantes « lentes » des courants dans les circuits rotoriques (i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$). Exprimons au préalable, à l'aide de (73-32), les courants des circuits rotoriques (73-29) par l'intermédiaire des valeurs initiales des composantes « lentes » des courants i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$

$$\left.\begin{aligned} i_{f\text{p}} &= i_{f1}e^{-t/T'_1} + (i_{f0} - i_{f1})\, e^{-t/T'_2};\\ i_{\text{k}d\text{p}} &= i_{\text{k}d1}e^{-t/T'_1} + (i_{\text{k}d0} - i_{\text{k}d1})\, e^{-t/T'_2} \end{aligned}\right\} \qquad (73\text{-}38)$$

et introduisons ces courants dans les équations des circuits rotoriques (73-28). Compte tenu de ce que ces équations ne seront satisfaites dans toutes les étapes du phénomène que si les coefficients de e^{-t/T'_1} et de e^{-t/T'_2} sont nuls, on obtient pour la détermination des courants i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$ les équations suivantes:

$$\left.\begin{aligned} &(R_f T'_1 - L'_f)\, i_{f1} - L'_{ad} i_{\text{k}d1} = 0;\\ &(R_{\text{k}d} T'_2 - L'_{\text{k}d})\,(i_{\text{k}d0} - i_{\text{k}d1}) - L'_{ad}\,(i_{f0} - i_{f1}) = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (73\text{-}39)$$

En résolvant ces équations par rapport aux courants i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$ compte tenu de (73-33), on trouve le courant défini par (73-31)

$$i_{d1} = -(i_{f1} + i_{\text{k}d1})\frac{L_{ad}}{L_d}.$$

Ensuite, en introduisant ce courant dans (73-36), on obtient l'expression pour l'inductance transitoire de l'enroulement statorique

(l'influence de l'enroulement d'excitation et celle de l'enroulement amortisseur étant prises en compte)

$$L'_{d\,(\mathrm{k})} = L'_d \left[1 - \frac{T_2 - T'_2}{T'_1 - T'_2} \left(1 - \frac{T'_1}{T_1} \right) \right]^{-1}, \qquad (73\text{-}40)$$

où T'_1, T'_2 sont donnés par (73-30) et T_1, T_2 par (72-10).

L'expression ainsi obtenue permet de conclure que dans une machine dont la résistance de l'enroulement amortisseur est beaucoup plus grande que celle de l'enroulement d'excitation ($R_{\mathrm{k}d} \gg R_f$), lorsque $T_2 \ll T_1$, $T'_2 \ll T'_1$, l'inductance $L'_{d(\mathrm{k})}$ ne diffère pas de l'inductance transitoire L'_d trouvée d'après (73-24) pour la machine sans enroulement amortisseur. Après la détermination de l'inductance $L'_{d(\mathrm{k})}$ la composante périodique du courant longitudinal du stator (73-31), (73-37) vaut la somme du courant subtransitoire qui décroît avec la constante de temps $T'_2 = T''_d$ et du courant transitoire qui décroît avec la constante de temps $T'_1 = T'_d$:

$$i_{d\,\mathrm{in}} = -\Psi_{d\,\mathrm{in}} \left[\left(\frac{1}{L''_d} - \frac{1}{L'_{d\,(\mathrm{k})}} \right) e^{-t/T'_2} + \left(\frac{1}{L'_{d\,(\mathrm{k})}} - \frac{1}{L_d} \right) e^{-t/T'_1} \right]. \qquad (73\text{-}41)$$

3. Machine munie d'un enroulement amortisseur. Axe transversal. — Les composantes périodiques des courants suivant l'axe transversal se déterminent à l'aide de la deuxième équation (73-18), de la deuxième équation (73-20) et de (73-14) qui sont tout à fait analogues aux équations pour l'axe longitudinal de la machine sans enroulement amortisseur [la première équation (73-18), (73-21)]. Comme le circuit statorique n'interagit suivant l'axe transversal qu'avec un seul circuit rotorique qui est celui de l'enroulement amortisseur, toutes les formules peuvent s'écrire par analogie avec les formules obtenues pour l'axe longitudinal de la machine sans enroulement amortisseur dont le rotor comporte un seul circuit, à savoir l'enroulement d'excitation. Ecrivons par analogie avec (73-25), sans démonstration, l'expression pour la composante périodique transversale du courant dans le stator

$$i_{q\mathrm{p}} = -\Psi_{q\,\mathrm{in}} \left(\frac{1}{L''_q} - \frac{1}{L_q} \right) e^{-t/T'_{\mathrm{k}q}}, \qquad (73\text{-}42)$$

où la *constante de temps de l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal, pour l'enroulement statorique mis en court-circuit*, est donnée par la formule (73-22)

$$T'_{\mathrm{k}q} = L'_{\mathrm{k}q}/R_{\mathrm{k}q}, \qquad (73\text{-}43)$$

l'inductance définie par (72-33) est

$$L'_{\mathrm{k}q} = L_{\mathrm{k}q\sigma} + L'_{aq}; \quad L'_{aq} = \left(\frac{1}{L_\sigma} + \frac{1}{L_{aq}} \right)^{-1},$$

et l'*inductance subtransitoire transversale de l'enroulement statorique* (73-24) devient

$$L''_q = L_\sigma + L'_{aq\mathrm{k}}; \quad L'_{aq\mathrm{k}} = \left(\frac{1}{L_{\mathrm{k}q\sigma}} + \frac{1}{L_{aq}} \right)^{-1}. \qquad (73\text{-}44)$$

L'enroulement statorique possède une telle inductance lorsque le champ magnétique produit par le courant qui y apparaît subitement n'est pas couplé avec l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal et se ferme à travers les perméances offertes à ses champs

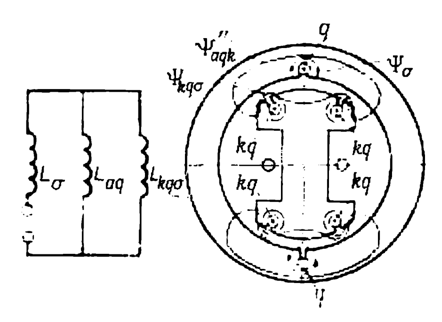


Fig. 73-3. Schéma électrique équivalent et aspect des lignes de force du champ magnétique pour la détermination de l'inductance subtransitoire transversale de l'enroulement du stator.

de dispersion. L'aspect des lignes de force d'un tel champ et le schéma électrique équivalent ayant l'inductance L''_q sont montrés sur la figure 73-3.

§ 73-4. Composantes apériodiques des courants

On détermine les composantes apériodiques des courants en résolvant le système (73-15) à (73-17) dans l'hypothèse introduite précédemment: $R_f = R_{\text{k}d} = R_{\text{k}q} = 0$. Ceci permet de confronter à (73-15), non pas les équations différentielles (73-16), (73-17), mais les équations pour les flux couplés avec les circuits rotoriques en posant ces flux nuls:

$$\left.\begin{aligned} \Psi_{f\text{a}} &= L_f i_{f\text{a}} + L_{ad}(i_{d\text{a}} + i_{\text{k}d\text{a}}) = 0; \\ \Psi_{\text{k}d\text{a}} &= L_{\text{k}d} i_{\text{k}d\text{a}} + L_{ad}(i_{d\text{a}} + i_{f\text{a}}) = 0; \\ \Psi_{\text{k}q\text{a}} &= L_{\text{k}q} i_{\text{k}q\text{a}} + L_{aq} i_{q\text{a}} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (73\text{-}45)$$

En exprimant à l'aide de ces équations, les courants $i_{f\text{a}}$ et $i_{\text{k}d\text{a}}$ par le courant $i_{d\text{a}}$ et le courant $i_{\text{k}q\text{a}}$ par le courant $i_{q\text{a}}$ et en introduisant les expressions obtenues dans les formules donnant les flux couplés avec le stator suivant les axes longitudinal et transversal, représentons les flux par les courants $i_{d\text{a}}$ et $i_{q\text{a}}$:

$$\Psi_{d\text{a}} = L''_d i_{d\text{a}}; \quad \Psi_{q\text{a}} = L''_q i_{q\text{a}}, \qquad (73\text{-}46)$$

où L''_d est donnée par (73-34), L''_q par (73-44), et portant les flux $\Psi_{d\text{a}}$ et $\Psi_{q\text{a}}$ écrits sous cette forme dans (73-15), on obtient deux équations différentielles pour les courants $i_{d\text{a}}$ et $i_{q\text{a}}$:

$$\left.\begin{aligned} Ri_{d\text{a}} + L''_d p i_{d\text{a}} - \omega L''_q i_{q\text{a}} &= 0; \\ Ri_{q\text{a}} + L''_q p i_{q\text{a}} + \omega L''_d i_{d\text{a}} &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (73\text{-}47)$$

En éliminant le courant i_{qa}, on obtient l'équation suivante permettant de déterminer le courant i_{da}:

$$L''_d L''_q p^2 i_{da} + R(L''_d + L''_q) p i_{da} + (\omega^2 L''_d L''_q + R^2) i_{da} = 0.$$

L'équation caractéristique correspondante pour la détermination des exposants est

$$L''_d L''_q \beta^2 + R(L''_d + L''_q)\beta + (\omega^2 L''_d L''_q + R^2) = 0.$$

Les deux racines de cette équation

$$\beta = -\frac{R(L''_d + L''_q)}{2L''_n L''_q} \pm j\omega \sqrt{1 - \left[\frac{R(L''_d - L''_q)}{2\omega L''_d L''_q}\right]^2} \qquad (73\text{-}48)$$

sont des nombres complexes conjugués $(-\beta_1 + j\beta_2)$ et $(-\beta_1 - j\beta_2)$. La solution des équations différentielles (73-47) s'écrit donc sous la forme suivante:

$$\left.\begin{aligned} i_{da} &= (C_{1d}e^{+j\beta_2 t} + C_{2d}e^{-j\beta_2 t})\, e^{-\beta_1 t} = \\ &= (i_{da1}\cos\beta_2 t + i_{da2}\sin\beta_2 t)\, e^{-\beta_1 t}; \\ i_{qa} &= (C_{1q}e^{j\beta_2 t} + C_{2q}e^{-j\beta_2 t})\, e^{-\beta_1 t} = \\ &= (i_{qa1}\cos\beta_2 t + i_{qa2}\sin\beta_2 t)\, e^{-\beta_1 t}, \end{aligned}\right\} \qquad (73\text{-}49)$$

et le passage de l'écriture exponentielle à l'écriture trigonométrique s'effectue à l'aide de transformations élémentaires.

Ainsi qu'il ressort de (73-49), les courants apériodiques varient périodiquement à la fréquence β_2 et l'amplitude des oscillations des courants décroît avec la constante de temps

$$T''_a = \frac{1}{\beta_1} = \frac{2L''_d L''_q}{R(L''_d + L''_q)}. \qquad (73\text{-}50)$$

Sans enroulement amortisseur cette constante de temps serait

$$T'_a = \frac{1}{\beta_1} = \frac{2L'_d L_q}{R(L'_d + L_q)}. \qquad (73\text{-}51)$$

La fréquence des oscillations des courants apériodiques est

$$\beta_2 = \omega \sqrt{1 - \left[\frac{R(L''_d - L''_q)}{2\omega L''_d L''_q}\right]^2}. \qquad (73\text{-}52)$$

En l'absence d'enroulement amortisseur, cette fréquence serait

$$\beta_2 = \omega \sqrt{1 - \left[\frac{R(L'_d - L_q)}{2\omega L'_d L_q}\right]^2}. \qquad (73\text{-}53)$$

La résistance effective étant petite ($R \ll L''_d \approx L''_q$), on peut admettre avec une haute précision que

$$\beta_2 = \omega. \qquad (73\text{-}54)$$

Par la suite, en déterminant les constantes arbitraires i_{da1}, i_{da2}, i_{qa1}, i_{qa2} figurant dans (73-49), nous le ferons pour la machine à enroulement amortisseur. Il est facile de passer du cas général à la machine sans enroulement amortisseur, en posant à cet effet, $X''_d = X'_d$ et $X''_q = X_q$. A l'instant initial $t = 0$, on tire de (73-49)

$$i_{da.\,in} = i_{da1}; \quad i_{qa.\,in} = i_{qa1}.$$

Introduisant ces courants dans (72-8) pour $t = 0$, on obtient les équations $i_{d\ in} = i_{dp\ in} + i_{da.\ in} + i_{d\ st}$; $i_{q\ in} = i_{qp.\ in} + i_{qa.\ in} + i_{q\ st}$ dans lesquelles $i_{d\ in}$ et $i_{q\ in}$ sont les courants au régime de charge, avant le court-circuit, définis par (73-1); $i_{d\ st}$ et $i_{q\ st} = 0$, les courants de court-circuit permanents définis par (73-7);

$$i_{dp.in} = -\Psi_{d\,in}\left(\frac{1}{L''_d} - \frac{1}{L_d}\right); \quad i_{qp.in} = -\Psi_{q\,in}\left(\frac{1}{L''_q} - \frac{1}{L_q}\right)$$

sont les valeurs initiales des composantes périodiques des courants suivant (73-41).

La résolution de ces équations par rapport aux courants $i_{da.in}$ et $i_{qa.in}$ donne

$$i_{da.in} = i_{da1} = \frac{\Psi_{d\,in}}{L''_d}; \quad i_{qa.in} = i_{qa1} = \frac{\Psi_{q\,in}}{L''_q} \ldots \qquad (73\text{-}55)$$

Pour déterminer les constantes i_{da2} et i_{qa2}, introduisons les courants i_{da} et i_{qa} donnés par (73-49), (73-50), (73-54) dans la première des équations (73-47) et simplifions par le facteur commun e^{-t/T'_a}, il vient

$$R\,(i_{da1}\cos\omega t + i_{da2}\sin\omega t) - \frac{L''_d}{T''_a}(i_{da1}\cos\omega t + i_{da2}\sin\omega t) +$$
$$+ L_d\omega\,(-i_{da1}\sin\omega t + i_{da2}\cos\omega t) - L''_q\omega\,(i_{qa1}\cos\omega t + i_{qa2}\sin\omega t) = 0.$$

L'équation ainsi obtenue doit être satisfaite dans toutes les étapes du phénomène (pour tous t), ce qui n'est possible qu'à condition que les coefficients de $\sin\omega t$ et $\cos\omega t$ soient nuls, c'est-à-dire si

$$\left(R - \frac{L''_d}{T''_a}\right) i_{da2} - \omega L''_d i_{da1} - \omega L''_q i_{qa2} = 0;$$
$$\left(R - \frac{L''_d}{T''_a}\right) i_{da1} + \omega L''_d i_{da2} - \omega L''_q i_{qa1} = 0.$$

En tenant compte que le coefficient du premier terme dans ces équations est beaucoup plus petit que le coefficient du dernier terme

$$\left|\left(R - \frac{L''_d}{T''_a}\right)\right| = \left|\frac{RL''_q - L''_q}{2L''_q}\right| \ll \omega L''_q,$$

on obtient, compte tenu de (73-55),

$$i_{da2} = i_{qa1}\frac{L''_q}{L''_d} = \frac{\Psi_{d\,in}}{L''_d}; \quad i_{qa2} = -i_{da1}\frac{L''_d}{L''_q} = -\frac{\Psi_{d\,in}}{L''_q}. \qquad (73\text{-}56)$$

Introduisant (73-55), (73-56), (73-50) et (73-54) dans (73-49), écrivons les expressions pour les composantes apériodiques des courants dans l'enroulement du stator

$$\left.\begin{aligned} i_{d\text{a}} &= \frac{I}{L_d''} (\Psi_{d\,\text{in}} \cos \omega t + \Psi_{q\,\text{in}} \sin \omega t)\, e^{-t/T_\text{a}''}; \\ i_{q\text{a}} &= \frac{I}{L_q''} (\Psi_{q\,\text{in}} \cos \omega t - \Psi_{d\,\text{in}} \sin \omega t)\, e^{-t/T_\text{a}''}. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}57)$$

§ 73-5. Courants de court-circuit totaux dans les circuits longitudinal et transversal du stator

Les expressions donnant les courants de court-circuit totaux suivant les axes longitudinal et transversal s'obtiennent si l'on introduit (73-7), (73-41), (73-42) et (73-57) dans (73-8):

$$i_d = -\Psi_{d\,\text{in}} \left[\left(\frac{1}{L_d''} - \frac{1}{L_{d(\text{k})}'} \right) e^{-t/T_2'} + \left(\frac{1}{L_{d(\text{k})}'} - \frac{1}{L_d} \right) e^{-t/T_1'} \right] + \\ + \frac{1}{L_d''} [\Psi_{d\,\text{in}} \cos \omega t + \Psi_{q\,\text{in}} \sin \omega t]\, e^{-t/T_\text{a}''} - \frac{E_{f\,\text{in}}}{\omega L_d}; \quad (73\text{-}58)$$

$$i_q = -\Psi_{q\text{in}} \left(\frac{1}{L_q''} - \frac{1}{L_q} \right) e^{-t/T_{\text{k}q}'} + \frac{1}{L_q''} [\Psi_{q\,\text{in}} \cos \omega t - \\ - \Psi_{d\,\text{in}} \sin \omega t]\, e^{-t/T_\text{a}''}, \quad (73\text{-}59)$$

où $E_{f\,\text{in}} = \omega L_{ad} i_{f\,\text{in}}$ est la f.é.m. correspondant au courant d'excitation initial.

Pour la machine sans enroulement amortisseur, les exrpessions des courants de court-circuit prennent la forme

$$i_d = -\Psi_{d\,\text{in}} \left(\frac{1}{L_d'} - \frac{1}{L_d} \right) e^{-t/T_f'} + \frac{1}{L_d'} [\Psi_{d\,\text{in}} \cos \omega t + \\ + \Psi_{q\,\text{in}} \sin \omega t]\, e^{-t/T_\text{a}'} - \frac{E_{f\,\text{in}}}{\omega L_d}; \quad (73\text{-}60)$$

$$i_q = \frac{1}{L_q} [\Psi_{q\,\text{in}} \cos \omega t - \Psi_{d\,\text{in}} \sin \omega t]\, e^{-t/T_\text{a}'}. \quad (73\text{-}61)$$

Remarquons qu'au régime initial qui précède le court-circuit les flux totaux embrassés dépendent de la nature de la charge

$$\Psi_{d\,\text{in}} = i_{d\,\text{in}} L_d + i_{f\,\text{in}} L_{ad} = -\frac{e_{q\,\text{in}}}{\omega} = \frac{u_{q\,\text{in}}}{\omega} = \frac{U_\text{I}}{\omega} \cos \theta;$$

$$\Psi_{q\,\text{in}} = i_{q\,\text{in}} L_q = \frac{e_{d\,\text{in}}}{\omega} = -\frac{u_{d\,\text{in}}}{\omega} = +\frac{U_\text{I}}{\omega} \sin \theta.$$

☛ Dans le cas particulier où le court-circuit se produit en marche à vide, c'est-à-dire pour $\theta = 0$, $i_{d\,\text{in}} = 0$, $i_{q\,\text{in}} = 0$, $\Psi_{q\,\text{in}} = 0$, on a

$$\Psi_{d\,\text{in}} = \frac{U_\text{I}}{\omega} = \frac{U_{f\,\text{in}}}{\omega} = L_{ad} i_{f\,\text{in}},$$

et les expressions pour les courants de court-circuit prennent une forme beaucoup plus simple:

$$\left.\begin{aligned} i_d = -\frac{E_{f\,\mathrm{in}}}{\omega}\Big[\left(\frac{1}{L''_d}-\frac{1}{L'_{d(\mathrm{k})}}\right)e^{-t/T'_2}+\left(\frac{1}{L'_{d(\mathrm{k})}}-\frac{1}{L_d}\right)e^{-t/T'_1}- \\ -\frac{1}{L''_d}e^{-t/T''_a}\cos\omega t+\frac{1}{L_d}\Big]; \\ i_q = -\frac{E_{f\,\mathrm{in}}}{\omega L''_q}e^{-t/T'_a}\sin\omega t. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}62)$$

§ 73-6. Courants dans les phases du stator

Pour déterminer les courants de court-circuit dans les phases de l'enroulement du stator, il faut d'abord exprimer la fonction complexe résultante du courant statorique en axes d, q: $\tilde{I} = i_d + ji_q$; puis, en se servant de (71-38), écrire cette fonction complexe en axes α, β immobiles par rapport au stator: $\tilde{I}_{\alpha,\beta} = \tilde{I}e^{j\alpha}$, où $\alpha = \omega t - \alpha_0$ est l'angle entre l'axe longitudinal d du rotor et l'axe de la phase A (v. fig. 71-4); α_0, l'angle de retard de l'axe d sur l'axe de la phase A à $t = 0$. Alors les projections de la fonction complexe $\tilde{I}_{\alpha,\beta}$ sur les directions des axes des phases, trouvées à l'aide de (69-23), donnent les courants dans les phases:

$$\left.\begin{aligned} i_A &= \mathrm{Re}\,\tilde{I}_{\alpha,\beta} = \frac{\tilde{I}e^{j\alpha}+\tilde{I}^*e^{-j\alpha}}{2} = i_d\cos\alpha - i_q\sin\alpha; \\ i_B &= \mathrm{Re}\,\tilde{I}_{\alpha,\beta}\underline{a}^* = i_d\cos(\alpha-2\pi/3) - i_q\sin(\alpha-2\pi/3); \\ i_C &= \mathrm{Re}\,\tilde{I}_{\alpha,\beta}\underline{a} = i_d\cos(\alpha-4\pi/3) - i_q\sin(\alpha-4\pi/3). \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}63)$$

Pour obtenir les expressions les plus générales pour les courants de court-circuit dans les phases du stator, il convient d'introduire dans (73-63) les courants i_d et i_q donnés par (73-58) et (73-59). Pour simplifier, bornons-nous ici au cas de court-circuit en marche à vide lorsque les courants i_d et i_q se calculent d'après (73-62). On a alors pour la machine à enroulement amortisseur

$$\begin{aligned} i_A = -\frac{E_{f\,\mathrm{in}}}{\omega}\Big\{\Big[\frac{1}{L_d}+\left(\frac{1}{L'_{d(k)}}-\frac{1}{L_d}\right)e^{-t/T'_1}+ \\ +\left(\frac{1}{L''_d}-\frac{1}{L'_{d(\mathrm{k})}}\right)e^{-t/T'_2}\Big]\cos(\omega t-\alpha_0)-\Big[\left(\frac{1}{L''_d}+\frac{1}{L''_q}\right)\frac{\cos\alpha_0}{2}+ \\ +\left(\frac{1}{L''_d}-\frac{1}{L''_q}\right)\frac{\cos(2\omega t-\alpha_0)}{2}\Big]e^{-t/T''_a}\Big\}, \end{aligned} \quad (73\text{-}64)$$

et pour la machine sans enroulement amortisseur

$$\begin{aligned} i_A = -\frac{E_{f\,\mathrm{in}}}{\omega}\Big\{\Big[\frac{1}{L_d}+\left(\frac{1}{L'_d}-\frac{1}{L_d}\right)e^{-t/T'_f}\Big]\cos(\omega t-\alpha_0)- \\ -\Big[\left(\frac{1}{L'_d}+\frac{1}{L_q}\right)\frac{\cos\alpha_0}{2}+\left(\frac{1}{L'_d}-\frac{1}{L_q}\right)\frac{\cos(2\omega t-\alpha_0)}{2}\Big]e^{-t/T'_a}\Big\}. \end{aligned} \quad (73\text{-}65)$$

Les expressions des courants dans les phases B et C ne diffèrent de celles du courant dans la phase A que par l'angle y figurant au lieu de α_0: $(\alpha_0 + 2\pi/3)$ pour la phase B et $(\alpha_0 + 4\pi/3)$ pour la phase C. Ainsi qu'il ressort de (73-64), le courant dans la phase A comporte trois composantes:

1) un courant à variation périodique de pulsation ω dont l'amplitude décroissante a sa valeur stationnaire égale à $E_{f\,\mathrm{in}}/\omega L_d$ (ce courant est la somme de la composante périodique et du courant de court-circuit permanent);

2) une partie de la composante apériodique du courant dont la valeur initiale est proportionnelle à $\cos\alpha_0$ et qui décroît avec la constante de temps T''_a;

3) et, enfin, une partie de la composante apériodique du courant de pulsation 2ω dont l'amplitude décroît avec la constante de temps T''_a.

Cherchons la valeur maximale possible du courant instantané de court-circuit dans la phase A. L'analyse de l'expression (73-64) montre que le courant de court-circuit prend sa valeur maximale au bout d'une demi-période après l'apparition du court-circuit, lorsque $\omega t = \pi$, $\cos(\omega t - \alpha_0) = -\cos\alpha_0$ et le courant apériodique instantané s'ajoute au courant périodique instantané circulant dans le même sens. Il est évident que le courant de court-circuit sera maximal au bout d'une demi-période après le commencement du phénomène si $\cos\alpha_0 = \pm 1$, c'est-à-dire dans le cas où le court-circuit se produit à l'instant où l'axe du pôle se confond avec l'axe de la phase A et l'angle $\alpha = -\alpha_0 = 0$ ou π.

Les composantes périodique et apériodique du courant dans la phase A du stator pour ces conditions initiales, ainsi que le courant de court-circuit permanent dans cette phase, sont montrés sur la figure 73-4. Il résulte de (73-64) pour $\alpha_0 = 0$ et $\omega t = \pi$ ou de l'examen de la figure que la valeur maximale possible du courant de court-circuit en marche à vide, que l'on appelle *courant de court-circuit de choc*, est égale à

$$i_{max} = \frac{2E_{f\,\mathrm{in}}}{\omega L''_d} = \frac{2E_{f\,\mathrm{in}}}{X''_d}. \qquad (73\text{-}66)$$

Rappelons que dans cette formule $E_{f\,\mathrm{in}}$ est la valeur maximale de la f.é.m. d'excitation qui est $\sqrt{2}$ fois plus grande que la valeur efficace de la f.é.m. $E_{f\,\mathrm{in\,(eff)}}$. Il faut également avoir en vue que la formule (73-66) a été obtenue pour des constantes de temps T'_1, T'_2, T''_a dont les valeurs sont très grandes par rapport au temps $t = \pi/\omega$ qui s'écoule depuis le commencement du phénomène jusqu'à l'apparition du courant de court-circuit maximal. Avec une telle hypothèse, les amplitudes des composantes du courant de court-circuit ne diffèrent pratiquement pas des valeurs initiales et la formule pour i_{max} prend la forme (73-66).

Le courant de court-circuit de choc dans l'enroulement statorique et les courants extrêmes correspondants, qui traversent au même

instant les circuits rotoriques, déterminent les forces électromagnétiques maximales qui s'appliquent aux parties frontales des enroulements de la machine et aux organes du circuit magnétique. Selon la Norme GOST 183-74, les machines synchrones doivent supporter sans dommage un court-circuit équilibré qui se produit en marche

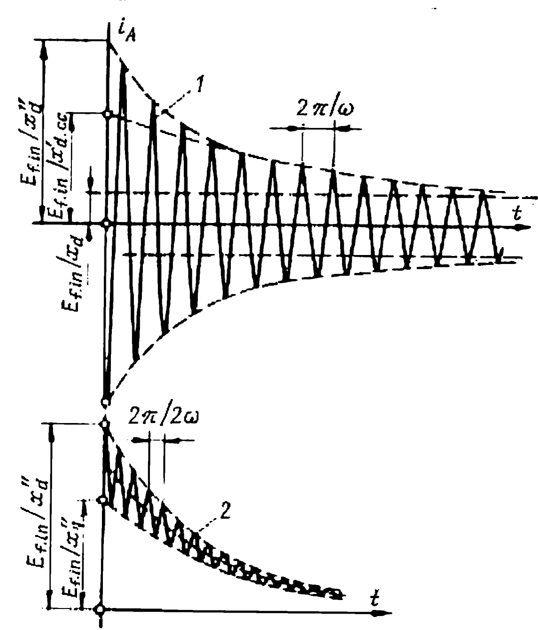


Fig. 73-4. Courant dans la phase A de l'enroulement du stator en cas de court-circuit en marche à vide : 1, composante périodique et courant de court-circuit permanent ; 2, composante apériodique.

à vide sous une tension égale à 1,05 de la valeur nominale lorsque $E_{f\,\text{in}} = 1{,}05\ U_\text{n}$ (ici, U_n est la valeur maximale de la tension simple nominale). Dans ce cas, le courant de court-circuit de choc exprimé en unités relatives (par rapport à l'amplitude du courant nominal pris pour base) est égal à

$$i_{*max} = \frac{i_{max}}{I_\text{n}} = \frac{2\cdot 1{,}05 U_\text{n}}{I_\text{n} X''_d} = \frac{2{,}1}{X''_{*d}}. \qquad (73\text{-}67)$$

Dans les machines à enroulement amortisseur dont la réactance subtransitoire est $X''_d = 0{,}12$ à $0{,}3$, le courant de choc peut dépasser de 17,5 à 7 fois la valeur maximale du courant nominal ; dans les machines sans enroulement amortisseur dont la réactance subtransitoire est égale à la réactance transitoire ($X''_d = X'_d = 0{,}25$ à $0{,}5$), le courant de choc peut aller jusqu'à 8,5 à 4,5 fois le courant nominal.

§ 73-7. Courants dans les enroulements du rotor

1. Machine sans enroulement amortisseur. — Le courant qui parcourt l'enroulement d'excitation vaut la somme du courant d'excitation initial, égal au courant stationnaire ($i_{f\,\text{in}} = i_{f\,\text{st}}$), et

des composantes périodique (i_{fp}) et apériodique (i_{fa}) du courant d'excitation. Pour calculer les courants i_{fp} et i_{fa}, on peut se servir des mêmes équations que celles qui ont été utilisées pour la détermination des composantes correspondantes du courant dans l'enroulement du stator. La relation entre les composantes apériodiques des courants dans l'enroulement d'excitation et dans l'enroulement du stator s'établit à partir de l'équation pour le flux couplé avec l'enroulement d'excitation (73-45), d'où l'on tire

$$i_{fa} = -i_{da}\frac{L_{ad}}{L_f} = -i_{da}\frac{L'_d - L_\sigma}{L_{f\sigma}}. \qquad (73\text{-}68)$$

Introduisant dans cette expression la valeur du courant i_{da} trouvée précédemment (73-57) et remarquant que dans la machine sans enroulement amortisseur $L''_d = L'_d$, $L''_q = L'_q$, on obtient :

$$i_{fa} = -\frac{1}{L_{f\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L'_d}\right)[\Psi_{d\,\text{in}}\cos\omega t + \Psi_{q\,\text{in}}\sin\omega t]\,e^{-t/T'_a}. \qquad (73\text{-}69)$$

Le rapport entre les composantes périodiques des courants dans l'enroulement d'excitation et dans l'enroulement du stator a été obtenu plus haut sous la forme (73-23). Introduisant dans cette expression la composante périodique du courant statorique donnée par (73-25), on obtient :

$$i_{fp} = -\frac{L_d}{L_{ad}}\,i_{dp} = \Psi_{d\,\text{in}}\frac{L_d - L'_d}{L'_d L_{ad}}\,e^{-t/T''_f}. \qquad (73\text{-}70)$$

En remarquant que

$$\frac{L_d - L'_d}{L'_d L_{ad}} = \frac{1}{L_{f\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L'_d}\right),$$

écrivons l'expression générale pour le courant dans l'enroulement d'excitation

$$i_f = i_{f\,\text{in}} + \frac{L_d - L'_d}{L'_d L_{ad}}\,[\Psi_{d\,\text{in}}e^{-t/T'_f} - (\Psi_{d\,\text{in}}\cos\omega t + \Psi_{q\,\text{in}}\sin\omega t)\,e^{-t/T'_a}. \qquad (73\text{-}71)$$

Dans le cas particulier du court-circuit en marche à vide, lorsque

$$\Psi_{d\,\text{in}} = \frac{E_{f\,\text{in}}}{\omega} = i_{f\,\text{in}}L_{ad}, \quad \Psi_{q\,\text{in}} = 0,$$

l'expression du courant prend une forme beaucoup plus simple

$$i_f = i_{f\,\text{in}}\left[1 + \frac{L_d - L'_d}{L'_d}\left(e^{-t/T'_f} - \cos\omega t\,e^{-t/T'_a}\right)\right]. \qquad (73\text{-}72)$$

2. Machine à enroulement amortisseur. — Dans ce cas, pour déterminer les composantes périodiques et apériodiques des courants on peut faire usage des équations qui ont été établies lors de l'analyse des courants dans l'enroulement du stator.

A partir des équations pour les flux couplés avec les circuits rotoriques (73-45), on exprime aisément les composantes apériodiques des courants i_{fa}, i_{kda}, i_{kqa} des circuits rotoriques par l'intermédiaire des courants connus i_{da} et i_{qa}:

$$\left.\begin{aligned} i_{fa} &= -\frac{L_{kd\sigma}L_{ad}}{L_f L_{kd} - L_{ad}^2}\, i_{da} = -\frac{L_d'' - L_\sigma}{L_{f\sigma}}\, i_{da};\\ i_{kda} &= -\frac{L_{f\sigma}L_{ad}}{L_f L_{kd} - L_{ad}^2}\, i_{da} = -\frac{L_d'' - L_\sigma}{L_{kd\sigma}}\, i_{da};\\ i_{kqa} &= -\frac{L_{ad}}{L_{kq}} i_{qa} = -\frac{L_q'' - L_\sigma}{L_{kq\sigma}}\, i_{qa}. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}73)$$

Introduisant dans (73-73) les courants i_{da} et i_{qa} donnés par (73-57), on obtient

$$\left.\begin{aligned} i_{fa} &= -\frac{1}{L_{f\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d''}\right)[\Psi_{d\,\text{in}}\cos\omega t + \Psi_{q\,\text{in}}\sin\omega t]\, e^{-t/T_a''};\\ i_{kda} &= -\frac{1}{L_{kd\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d''}\right)[\Psi_{d\,\text{in}}\cos\omega t + \Psi_{q\,\text{in}}\sin\omega t]\, e^{-t/T_a''};\\ i_{kqa} &= -\frac{1}{L_{kq\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L_q''}\right)[\Psi_{q\,\text{in}}\cos\omega t - \Psi_{d\,\text{in}}\sin\omega t]\, e^{-t/T_a''}. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}74)$$

Les composantes périodiques des courants i_{fp} et i_{kdp} dans les circuits rotoriques longitudinaux comportent des parties « lentes » qui décroissent avec la constante de temps T_1' et des parties « rapides » dont la décroissance se caractérise par la constante de temps T_2' [v. (73-29)]. Les valeurs initiales de ces composantes à $t = 0$ peuvent être calculées en partant du fait qu'à cet instant la somme de la composante périodique et de la composante apériodique doit être nulle:

$$i_{f\,\text{in}} = i_{fp(t=0)} + i_{fa(t=0)} = 0; \qquad i_{kd\,\text{in}} = i_{kdp(t=0)} + i_{kda(t=0)} = 0,$$

d'où

$$\left.\begin{aligned} i_{fp(t=0)} &= i_{f0} = i_{f1} + i_{f2} = -i_{fa(t=0)} = \frac{1}{L_{f\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d''}\right)\Psi_{d\,\text{in}};\\ i_{kd(t=0)} i_{kd0} &= i_{kd1} + i_{kd2} = -i_{kda(t=0)} = \frac{1}{L_{kd\sigma}}\left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d''}\right)\Psi_{d\text{in}}. \end{aligned}\right\} \quad (73\text{-}75)$$

Il est aisé de s'assurer que les expressions (73-75) sont identiques à (73-33). Il reste maintenant à déterminer à partir de (73-75) les valeurs initiales des parties lentes (i_{f1}, i_{kd1}) et rapides (i_{f2}, i_{kd2}) des courants décroissants. Lorsque la résistance de l'enroulement amortisseur est suffisamment grande, c'est-à-dire pour $R_{kd} \gg R_f$, on peut admettre que la composante lente (transitoire) du courant d'excitation ne diffère pas de la composante périodique du courant d'excitation de la même machine ne comportant pas d'enroulement amortisseur [v. (73-70)]. Dès lors, la valeur initiale du courant

d'excitation à décroissance lente est

$$i_{f1} = \Psi_{d\,\text{in}} \frac{L_d - L_d'}{L_d' L_{ad}} = \frac{\Psi_{d\,\text{in}}}{L_{f\sigma}} \left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d'}\right). \qquad (73\text{-}76)$$

Après cela, on peut trouver à partir de (73-75) la valeur initiale du courant d'excitation à décroissance rapide

$$i_{f2} = i_{f0} - i_{f1} = -\frac{L_\sigma}{L_{f\sigma}} \left(\frac{1}{L_d''} - \frac{1}{L_d'}\right) \Psi_{d\,\text{in}}. \qquad (73\text{-}77)$$

Si l'on néglige la partie lente peu importante du courant de l'enroulement amortisseur, on peut déduire de (73-75) la valeur initiale de la partie rapide de ce courant

$$i_{\text{k}d2} \approx i_{\text{k}d0} = \frac{1}{L_{\text{k}d\sigma}} \left(1 - \frac{L_\sigma}{L_d''}\right) \Psi_{d\,\text{in}}. \qquad (73\text{-}78)$$

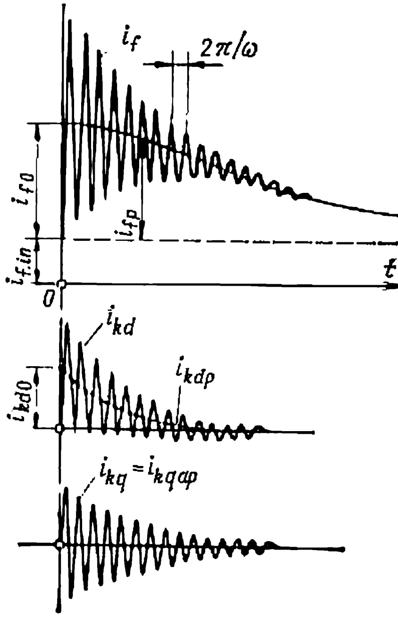


Fig. 73-5. Courants dans les circuits du rotor en cas de court-circuit en marche à vide.

Des valeurs plus précises des composantes lentes des courants i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$ peuvent être obtenues par la résolution du système (73-39). Elles ont pour expressions

$$i_{f1} = \frac{i_{f0} + i_{\text{k}d0} \dfrac{L_{ad}'}{L_f'}}{\left(1 + \dfrac{T_{\text{k}d}'}{T_f'}\right)}; \qquad (73\text{-}79)$$

$$i_{\text{k}d1} = \frac{i_{\text{k}d0} + i_{f0} \dfrac{L_f'}{L_{ad}'}}{\left(1 + \dfrac{T_f'}{T_{\text{k}d}'}\right)}. \qquad (73\text{-}80)$$

Après avoir précisé les valeurs des courants i_{f1} et $i_{\text{k}d1}$, on détermine les courants i_{f2} et $i_{\text{k}d2}$ à partir de (73-75). Il est facile de vérifier que pour $T_f' \gg T_{\text{k}d}'$ l'équation (73-79) se ramène à (73-76), alors que (73-80) donne le courant $i_{\text{k}d1} = 0$ et le courant $i_{\text{k}d2}$ suivant (73-78).

La valeur initiale de la composante périodique du courant dans l'enroulement amortisseur transversal se détermine d'une manière analogue à l'aide de (73-74)

$$i_{\text{k}q\text{p}(t=0)} = i_{\text{k}q0} = -i_{\text{k}q\text{a}(t=0)} = -\frac{1}{L_{\text{k}q\sigma}} \left(1 - \frac{L_\sigma}{L_q''}\right) \Psi_{q\,\text{in}}. \qquad (73\text{-}81)$$

Les expressions définitives pour le courant dans l'enroulement d'excitation et pour les courants dans les circuits longitudinal et transversal de l'enroulement amortisseur s'obtiennent en addition-

nant les composantes des courants trouvées plus haut d'après (73-74), (73-78) ou, plus exactement, d'après (73-79), (73-80):

$$i_f = i_{f\,\text{in}} + i_{f\text{a}} + i_{f\text{p}} = i_{f\,\text{in}} + i_{f\text{a}} + i_{f1}e^{-t/T'_1} + i_{f2}e^{-t/T'_2};$$

$$i_{\text{k}d} = i_{\text{k}d\text{a}} + i_{\text{k}d\,p} = i_{\text{k}d\text{a}} + i_{\text{k}d1}e^{-t/T'_1} + i_{\text{k}d2}e^{-t/T'_2};$$

$$i_{\text{k}q} = i_{\text{k}q\text{a}} + i_{\text{k}q\text{p}} = i_{\text{k}q\text{a}} + i_{\text{k}q0}e^{-t/T'_{\text{k}q}}. \qquad (73\text{-}82)$$

En cas de court-circuit en marche à vide, lorsque $T'_f \gg T'_{\text{k}d}$, les équations des courants dans les circuits rotoriques prennent la forme:

$$i_f = i_{f\,\text{in}} \left\{1 + \frac{L_{ad}}{L_{f\sigma}} \left[\left(1 - \frac{L_\sigma}{L'_d}\right) e^{-t/T'_1} - L_\sigma \left(\frac{1}{L''_d} - \frac{1}{L'_d}\right) e^{-t/T'_2} - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \left(1 - \frac{L_\sigma}{L''_d}\right) e^{-t/T''_\text{a}} \cos \omega t \right]\right\};$$

$$i_{\text{k}d} = i_{f\,\text{in}} \frac{L_{ad}}{L_{\text{k}d\sigma}} \left(1 - \frac{L_\sigma}{L''_d}\right) (e^{-t/T'_2} - e^{-t/T''_\text{a}} \cos \omega t);$$

$$i_{\text{k}q} = i_{f\,\text{in}} \frac{L_{ad}}{L_{\text{k}q\sigma}} \left(1 - \frac{L_\sigma}{L''_q}\right) e^{-t/T''_\text{a}} \sin \omega t. \qquad (73\text{-}83)$$

Les courants qui parcourent dans ce cas particulier les circuits du rotor sont montrés sur la figure 73-5.

ANNEXE

MATÉRIAUX CONDUCTEURS EMPLOYÉS DANS LA FABRICATION DES MACHINES ÉLECTRIQUES ET DES TRANSFORMATEURS

1. **Cuivre.** — Pour les conducteurs des enroulements des machines électriques et des transformateurs on utilise le cuivre électrotechnique de marques M0 et M1 suivant la Norme GOST 859-66 (v. tableau A-1) obtenu par voie électrolytique et caractérisé par une teneur extrémement basse en impuretés (le cuivre de marque M0 contient 99,95 % Cu).

Tableau A-1

Propriétés physiques des matériaux conducteurs

Dénomination	Cuivre	Aluminium
Température de fusion, °C	1083	660
Densité à 20 °C, g/cm³	8,93	2,7
Coefficient de dilatation linéaire, $°C^{-1}$	$16,4\cdot10^{-6}$	$24\cdot10^{-6}$
Chaleur spécifique, J/(kg·°C)	390	240
Conductivité thermique, W/(m·°C)	375	305
Résistivité électrique à 20 °C, Ω·m	$0,0175\cdot10^{-6}$	$0,0283\cdot10^{-6}$
Coefficient de variation de la résistivité avec la température, $°C^{-1}$	0,004	0,004
Contrainte de rupture à la traction, MPa	170 à 250	50 à 90
Contrainte limite d'élasticité à la traction, MPa	40 à 60	30 à 45

Le cuivre électrotechnique sert à la confection du fil de cuivre de section ronde suivant GOST 193-67 de deux marques : MT — dur (non recuit) et MM — doux (recuit). La gamme de diamètres de ce fil s'étend de 0,03 à 10 mm.

Le fil de cuivre de section rectangulaire suivant GOST 434-71 existe lui aussi en deux marques : MГT — dur (non recuit) et MГM — doux (recuit).

La gamme de dimensions de ce fil : le petit côté de 0,83 à 11,5 mm; le grand côté de 2,1 à 35 mm.

2. **Aluminium.** — En tant que matériau conducteur, l'aluminium est largement utilisé dans la construction des transformateurs et moins dans la construction des machines électriques. Pour la fabrication des fils et des barres on utilise l'aluminium de pureté industrielle de marques A6, A5, AE (selon GOST 11069-71). Ces marques contiennent au moins 99,5 à 99,6 % Al (v. tableau A-1).

Le fil d'aluminium pour emplois électrotechniques est fait en aluminium de marque AE. D'après la Norme GOST 6132-71, le fil d'aluminium de section ronde est fabriqué en trois marques : AT — dur ; AПT — demi-dur ; AM — doux (la gamme de diamètres s'étend de 0,08 à 10 mm) ; le fil d'aluminium de section rectangulaire n'existe d'après la Norme GOST 10687-63 qu'en deux marques AT et AM (la gamme de dimensions : le petit côté de 1,56 à 12,5 ; le grand côté de 2,1 à 45 mm).

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages généraux

1. **Петров Г. Н.** Электрические машины (Machines électriques) Ч. 1 — М. : Энергия, 1974. — 240 с. Ч. 2 — М. : Энергия, 1963. — 416 с. Ч. 3. — М. : Энергия, 1968. — 223 с.
2. **Костенко М. П.** Электрические машины. Часть специальная (Machines électriques. Partie spéciale) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1949. — 712 с.
3. **M. Kostenko et L. Piotrovski.** Machines électriques. Tomes I, II — Editions Mir. Moscou, 1979.
4. **Вольдек А. И.** Электрические машины (Machines électriques) — Л. : Энергия, 1974. — 782 с.
5. **Важнов А. И.** Электрические машины (Machines électriques) — Л. : Энергия, 1974. — 840 с.
6. **Сергеев П. С.** Электрические машины (Machines électriques) — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. — 280 с.
7. **Алексеев А. Е.** Конструкция электрических машин (Construction des machines électriques) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1958. — 426 с.
8. **Виноградов Н. В.** Производство электрических машин (Fabrication des machines électriques) — М. : Энергия, 1970. — 288 с.
9. **Бертинов А. И.** Электрические машины авиационной автоматики (Machines électriques pour automatismes aéronautiques) — М. : Оборонгиз, 1961. — 450 с.
10. **Хрущев В. В.** Электрические микромашины автоматических устройств (Micromachines électriques pour automatismes) — Л. : Энергия, 1976. — 384 с.
11. **Юферов Ф. М.** Электрические машины автоматических устройств (Machines électriques pour automatismes) — М. : Высшая школа, 1976. — 416 с.
12. **Брускин Д. Э., Зорохович А. Е., Хвостов В. С.** Электрические машины и микромашины (Machines et micromachines électriques) — М. : Высшая школа, 1971, 432 с.
13. Электротехнический справочник (Aide-mémoire d'électrotechnique). Т. 1. Под общей ред. **П. Г. Грудинского** и др. Изд. 5, исправл. — М. : Энергия, 1974. — 776 с.
14. **Korn G. A., Korn T. M.** Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. McGraw-Hill Book Co., N.Y. ; 1968.

Première partie

15. **Петров Г. Н.** Трансформаторы (Transformateurs) — М. : ОНТИ, 1934. — 446 с.
16. **Тихомиров П. М.** Расчет трансформаторов (Calcul des transformateurs) — М. : Энергия, 1976. — 544 с.
17. **Сапожников А. В.** Конструирование трансформаторов (Construction des transformateurs) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1959. — 360 с.

18. Испытания мощных трансформаторов и реакторов (Essais des transformateurs et des inductances de grande puissance) **Г. В. Алексеенко, А. К. Ашрятов, Е. В. Веремей, Е. С. Фрид** — М. : Энергия, 1978. — 520 с.
19. **Каганович Е. А.** Испытание трансформаторов малой и средней мощности на напряжение до 35 кВ включительно (Essais des transformateurs de petite et moyenne puissance d'une tension jusqu'à 35 kV) — М. : Энергия 1969. — 293 с.
20. **Фарбман С. А., Бун А. Ю., Райхлин И. М.** Ремонт и модернизация трансформаторов (Dépannage et modernisation des transformateurs) — М. : Энергия, 1974. — 616 с.
21. **Васютинский С. Б.** Вопросы теории и расчета трансформаторов (Questions de la théorie et du calcul des transformateurs) — Л. : Энергия, 1970. — 429 с.

Deuxième partie

22. **Поливанов К. М.** Теоретические основы электротехники. Ч. 1. Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными (Electrotechnique théorique. Partie 1. Circuits linéaires à constantes localisées) — М. : Энергия, 1972. — 240 с.
23. **Жуховицкий Б. Я., Негневицкий И. Б.** Теоретические основы электротехники. Ч. 2. Линейные электрические цепи (продолжение). Нелинейные электрические цепи (Electrotechnique théorique. Partie 2. Circuits électriques linéaires (suite). Circuits électriques non linéaires) — М. : 1972. — 200 с.
24. **Поливанов К. М.** Теоретические основы электротехники. Ч. 3. Теория электромагнитного поля (Electrotechnique théorique. Partie 3. Théorie du champ électromagnétique) — М. : Энергия, 1975. — 208 с.
25. **Adkins B.** The General Theory of Electrical Machines. Chapman and Hall, London, 1959.
26. **White C., Woodson H.** Electromechanical Energy Conversion. J. Wiley and Son, Inc., New York, 1959.
27. **Копылов И. П.** Электромеханическое преобразование энергии (Conversion électromécanique de l'énergie) — М. : Энергия, 1973. — 400 с.
28. **Иванов-Смоленский А. В.** Электромагнитные поля и процессы в электрических машинах и их физическое моделирование (Champs et phénomènes électromagnétiques dans les machines électriques et leur simulation physique) — М. : Энергия, 1969. — 304 с.
29. **Schuisky W.** Berechnung electrischer Maschinen. Springer. Wien. 1960.
30. **Сергеев П. С., Виноградов Н. В., Горяинов Ф. И.** Проектирование электрических машин (Etude de projets de machines électriques) — М. : Энергия, 1969. — 632 с.
31. **Постников И. М.** Проектирование электрических машин (Etude de projets de machines électriques) — Киев : Гостехиздат УССР, 1960. — 910 с.
32. **Liwschitz-Garik M.** Winding Alternating-Current Machines.
33. **Кучера Я., Гапл И.** Обмотки электрических машин. Пер. с чешск. Изд-во Академии наук, Прага, 1963.— 982 с.
34. Обмотки электрических машин (Bobinages des machines électriques) **В. И. Зимин, М. Я. Каплан, А. М. Палей** и др. — Л. : Энергия, 1970. — 475 с.
35. **Данилевич Я. Б., Кашарский Э. Г.** Добавочные потери в электрических машинах (Pertes supplémentaires dans les machines électriques) — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. — 214 с.
36. **Данилевич Я. Б., Кулик Ю. А.** Теория и расчет демпферных обмоток синхронных машин (Théorie et calcul des enroulements amortisseurs de machines synchrones) — М. : Изд-во АН СССР, 1962. — 137 с.
37. **Данилевич Я. Б., Домбровский В. В., Казовский Е. Я.** Параметры электрических машин переменного тока (Paramètres des machines électriques à courant alternatif) — М. : Наука, 1965. — 339 с.

38. **Талалов И. И.** Параметры и характеристики явнополюсных синхронных машин (Paramètres et caractéristiques des machines synchrones à pôles saillants) — М. : Энергия, 1978. — 264 с.

Troisième partie

39. **Детинко Ф. М., Загородная Г. А., Фастовский В. М.** Прочность и колебания электрических машин (Résistance mécanique et oscillations des machines électriques) — Л. : Энергия, 1969. — 440 с.
40. **Шлыгин В. В.** Прочностные и размерные расчеты электрических машин (Calculs de la résistance mécanique et des dimensions des machines électriques) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1963. — 320 с.
41. **Филиппов И. Ф.** Основы теплообмена в электрических машинах (Principes de l'échange thermique dans les machines électriques) — Л. : Энергия, 1974. — 384 с.
42. **Борисенко А. И., Данько В. Г., Яковлев А. И.** Аэродинамика и теплопередача в электрических машинах (Aérodynamique et transfert de chaleur dans les machines électriques) — М. : Энергия, 1974. — 560 с.
43. **Бернштейн Л. М.** Изоляция электрических машин общепромышленного применения (Isolation des machines électriques d'usage général) — М. : Энергия, 1971. — 368 с.

Quatrième partie

44. Геллер Б., Гамата В. Дополнительные поля, моменты и потери мощности в асинхронных машинах. Пер. с чешск., Энергия, Москва, 1964.
45. **Сыромятников И. А.** Режимы работы асинхронных и синхронных электродвигателей (Régimes de fonctionnement des moteurs asynchrones et synchrones) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1953. — 528 с.
46. **Харитонов А. М.** Многоскоростные электродвигатели (Moteurs électriques à plusieurs vitesses) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1954. — 224 с.
47. **Лопухина Е. М., Сомихина Г. С.** Расчет асинхронных микродвигателей однофазного и трехфазного тока (Calcul des micromoteurs asynchrones monophasés et triphasés) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1961. — 380 с.
48. **Свечарник Д. Б.** Дистанционные передачи (Transmissions à distance) — М. : Энергия, 1974. — 416 с.
49. Микродвигатели для систем автоматики (технический справочник) (Micromoteurs pour automatismes) Под ред. **Э. А. Лодочникова и Ф. М. Юферова** — М. : Энергия, 1969. — 242 с.
50. **Лопухина Е. М., Сомихина Г. С.** Асинхронные микромашины с полым ротором (Micromachines asynchrones à rotor creux) — М. : Энергия, 1967. — 488 с.
51. **Гурин Я. С., Кузнецов Б. И.** Проектирование серий электрических машин (Étude de projets de séries de machines électriques) — М. : Энергия, 1978. — 480 с.
52. **Каасик П. Ю., Несговорова Е. Д.** Управляемые асинхронные двигатели (Moteurs asynchrones de commande) — Л. : Энергия, 1965. — 200 с.

Cinquième partie

53. Проектирование гидрогенераторов (Etude de projets d'alternateurs hydrauliques) **В. В. Домбровский, А. С. Еремеев, П. И. Иванов** и др. Т. 1 — Л. : Энергия, 1965. — 258 с. Т. 2 — Л. : Энергия, 1968. — 364 с.
54. Синхронные компенсаторы (Compensateurs synchrones) **С. И. Гольденберг, Л. С. Моз, З. Б. Нейман, В. З. Пекне.** — М. : Энергия, 1969. — 287 с.
55. **Титов В. В.** и др. Турбогенераторы (Turbo-alternateurs) Титов В. В., Хуторецкий Г. М., Загородная Г. А. и др. — Л. : Энергия, 1967. — 895 с.

56. **Абрамов А. И., Иванов-Смоленский А. В.** Расчет и конструкция гидрогенераторов (Calcul et construction des alternateurs hydrauliques) — М. : Высшая школа, 1964. — 259 с.
57. Технология крупного электромашиностроения. Т. 1. Турбогенераторы. Т. 2. Гидрогенераторы (Technologie des grosses machines électriques. V. 1. Turbo-alternateurs. V. 2. Hydro-alternateurs) **Д. М. Блюменкранц** и др. — Л. : Энергия, 1966. — 335, 323 с.
58. **Осин И. Л., Колесников В. П., Юферов Ф. М.** Синхронные микродвигатели с постоянными магнитами (Micromoteurs synchrones à aimants permanents) — М. : Энергия, 1976. — 232 с.
59. **Балагуров В. А., Галтеев Ф. Ф., Ларионов А. Н.** Электрические машины с постоянными магнитами (Machines électriques à aimants permanents) — М. : Энергия, 1964. — 400 с.
60. **Постников И. М., Ралле В. В.** Синхронные реактивные двигатели (Moteurs à réluctance) — Киев : Техніка, 1970.
61. **Альпер Н. Я., Терзян А. А.** Индукторные генераторы (Alternateurs à fer tournant) — М. : Энергия, 1970. — 192 с.
62. **Ахметжанов А. А.** Синхронно-следящие системы повышенной точности (Servo-systèmes de haute précision) — М. : Оборонгиз, 1962.

Sixième partie

63. **Бертинов А. И., Варлей В. В.** Электрические машины с катящимся ротором (Machines électriques à rotor roulant) — М. : Энергия, 1969. — 200 с.
64. **Гурин Я. С., Курочкин М. Н.** Проектирование машин постоянного тока (Etude de projets de machines à courant continu) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1961. — 351 с.
65. **Рабинович И. Н., Шубов И. Г.** Проектирование электрических машин постоянного тока (Etude de projets de machines électriques à courant continu) — Л. : Энергия, 1967. — 504 с.
66. **Толвинский В. А.** Электрические машины постоянного тока (Machines électriques à courant continu) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1956. — 468 с.
67. **Овчинников И. Е., Лебедев Н. И.** Бесконтактные двигатели постоянного тока автоматических устройств (Moteurs à courant continu sans balais pour automatismes) — Л. : Наука, 1966. — 187 с.
68. Двигатели постоянного тока с полупроводниковыми коммутаторами (Moteurs à courant continu à commutateurs à semi-conducteurs) — Л. : Наука, 1972. — 170 с.
69. **Бертинов А. И., Алиевский Б. Л., Троицкий С. Р.** Униполярные электрические машины (Machines électriques unipolaires) — М. : Энергия, 1966. — 312 с.
70. **Сандлер А. С.** Регулирование скорости вращения асинхронных двигателей (Réglage de la vitesse de rotation des moteurs asynchrones) — М. : Энергия, 1966. — 320 с.
71. **Костенко М. П., Гнедин Л. П.** Теория и расчет трехфазных коллекторных машин и каскадных систем (Théorie et calcul des machines à collecteur triphasées et des montages en cascade) — М.-Л. : Наука, 1964. — 380 с.

Septième partie

72. **Горев А. А.** Переходные процессы синхронной машины (Phénomènes transitoires d'une machine synchrone) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1950. — 552 с.
73. **Грузов Л. Н.** Методы математического исследования электрических машин (Méthodes d'étude mathématique des machines électriques) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1953. — 264 с.

74. **Казовский Е. Я.** Переходные процессы в электрических машинах переменного тока (Phénomènes transitoires dans les machines électriques à courant alternatif) — М.-Л. : Изд-во АН СССР, 1962. — 624 с.
75. **Кимбарк Э.** Синхронные машины и устойчивость электрических систем (Machines synchrones et stabilité des systèmes électriques) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1960. — 392 с.
76. **Ковач К. П., Рац И.** Переходные процессы в машинах переменного тока / Пер. с венгер. — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1963. — 744 с.
77. **Сорокер Т. Г.** Переходные процессы синхронных машин (Phénomènes transitoires des machines synchrones) — М. : Высшая школа, 1960. — 48 с.
78. **Веников В. А.** Переходные электромеханические процессы в электрических системах (Phénomènes transitoires électromécaniques dans les systèmes électriques) — М. : Высшая школа, 1970. — 472 с.
79. **Конкордия Ч.** Синхронные машины — переходные и установившиеся процессы (Machines synchrones. Régimes transitoires et permanents) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1959. — 272 с.
80. **Лайбл Т.** Теория синхронной машины при переходных процессах (Théorie de la machine synchrone aux régimes transitoires) — М.-Л. : Госэнергоиздат, 1957. — 168 с.
81. **Трещев И. И.** Методы исследования электромагнитных процессов в машинах переменного тока (Méthodes d'étude des phénomènes électromagnétiques dans les machines à courant alternatif) — Л. : Энергия, 1969. — 235 с.
82. **Урусов И. Д.** Линейная теория колебаний синхронной машины (Théorie linéaire des oscillations de la machine synchrone) — М.-Л. : Изд-во АН СССР, 1960. — 167 с.
83. **Постников И. М.** Обобщенная теория и переходные процессы электрических машин (Théorie généralisée et phénomènes transitoires des machines électriques) — Киев : Техніка, 1966. — 436 с.

INDEX ALPHABÉTIQUE

TABLE DES MATIÈRES

Cinquième partie

MACHINES SYNCHRONES

Sixième partie

MACHINES À COURANT CONTINU ET MACHINES À COMMUTATEUR À COURANT ALTERNATIF

Septième partie

PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES DANS LES MACHINES ÉLECTRIQUES

À NOS LECTEURS

Les Editions Mir vous seraient très reconnaissantes de bien vouloir leur communiquer votre opinion sur le contenu de ce livre, sa traduction et sa présentation, ainsi que toute autre suggestion.

Ecrire à l'adresse:
Editions Mir,
2, Pervi Rijski péréoulok,
Moscou, I-110, GSP, U.R.S.S.

Imprimé en Union Soviétique

DANS LA MÊME COLLECTION

ÉLÉMENTS DE CONSTRUCTIONS

par V. Baïkov, S. Stronguine

Le manuel de V. Baïkov, docteur ès sciences techniques, et de S. Stronguine, candidat ès sciences techniques, est consacré aux principes d'élaboration de projets des structures en béton armé, en maçonnerie et des constructions métalliques. Une attention particulière est attachée aux constructions spéciales: systèmes de distribution d'eau, de canalisation, de distrubution de gaz et de chaleur. Le lecteur trouvera également des modèles de structures types d'édifices et d'installations sanitaires et techniques: réservoirs, décanteurs, aérofiltres, boues activées, châteaux d'eau, caniveaux et collecteurs souterrains, etc. Le livre abonde en exemples de projet de structures en béton armé des systèmes de distrubution d'eau et de canalisation.

Est destiné aux étudiants en bâtiment ainsi qu'aux ingénieurs d'études et constructeurs.